

TESIS DOCTORAL

ESTUDIOS DE REFLECTOMETRÍA DOPPLER EN EL STELLARATOR TJ-II: COMPARACIÓN ENTRE SIMULACIONES Y RESULTADOS EXPERIMENTALES

AUTOR:

FRANCISCO FERNÁNDEZ VÁZQUEZ DEL MERCADO

DIRECTORES:

DRA. TERESA ESTRADA GARCÍA Y DR. EMILIO BLANCO VILLARREAL

TUTOR:

DR. LUIS GARCÍA GONZALO

PROGRAMA DE DOCTORADO EN PLASMAS Y FUSIÓN NUCLEAR

Leganés, Junio 2018



Laboratorio Nacional
de Fusión
Ciemat



*“La filosofía está escrita en este grandísimo libro que continuamente está abierto
delante de nuestros ojos -me refiero al Universo-; pero no se puede entender si antes no
estudiamos la lengua y los caracteres en los cuales está escrito. Está escrito en el lenguaje
de las matemáticas y sus caracteres son triángulos, circunferencias y otras figuras
geométricas, sin las cuales es humanamente imposible comprender una sola palabra; sin
ellas vagará uno inútilmente por un oscuro laberinto”*

Galileo

Índice general

1. Introducción	1
2. Stellarators	3
2.1. Historia y Antecedentes	3
2.2. Conceptos Fundamentales en un Stellarator	4
2.2.1. Clasificación de los Stellarators	5
2.3. El Stellarator Helic Flexible TJ-II	6
2.3.1. Sistemas de Calentamiento del Plasma	8
3. Turbulencia, Campos Eléctricos e Islas Magnéticas	13
3.1. Introducción	13
3.1.1. Espectro de la Turbulencia	14
3.1.2. Generación de Turbulencia	15
3.1.3. La Longitud de Correlación Radial	16
3.2. El Campo Eléctrico Radial E_r	18
3.3. Islas Magnéticas	19
3.4. Diagnósticos Utilizados en la Medición de Islas Magnéticas	20
4. La Reflectometría	23
4.1. Fundamentos de la Reflectometría de Microondas	23
4.2. La Reflectometría Doppler	24
4.2.1. Precedentes históricos de la reflectometría Doppler	24
4.2.2. Fundamentos teóricos	25
4.3. El Reflectómetro Doppler de TJ-II	28
4.3.1. Posición Toroidal	29
4.3.2. Resolución Espectral	29
4.3.3. Consideraciones Generales del Hardware	31
4.4. Calibración del Reflectómetro Doppler	32
5. Longitud de Correlación Radial Medida con Reflectometría Doppler	35
5.1. Introducción	35
5.1.1. Estudio de la Medida de L_r Mediante el Código de Onda Full-Wave	36
5.2. Estudio Experimental de L_r	37
5.2.1. Experimentos realizados en plasmas calentados con ECRH	37
5.2.2. Experimentos realizados en plasmas calentados mediante NBI	46
5.3. Resumen y conclusiones	49

6. Longitud de Correlación Radial En Islas Magnéticas	51
6.1. Introducción	51
6.2. Formación del reflectómetro Doppler sintético	51
6.3. Comportamiento de la Densidad (Resultados FAR)	53
6.4. Resultados del reflectómetro Doppler Sintético	56
6.5. Resultados Experimentales	57
6.5.1. Experimentos con Corriente del Plasma (I_p) Constante	57
6.5.2. Experimentos de Barrido Dinámico de la Configuración Magnética . .	60
6.6. Resumen y conclusiones	65
7. Conclusiones	67
A. El Código F.A.R.	69
A.1. Hipótesis	69
A.2. Derivación del Conjunto de Ecuaciones Reducidas MHD	70
B. El Código Full-Wave Bidimensional	73
B.1. Ecuaciones Utilizadas en el Código	73
B.2. Algoritmo de Resolución	75
Bibliografía	77
Publicaciones	85
Agradecimientos	87

Capítulo 1

Introducción

El confinamiento magnético de plasmas de alta densidad y temperatura está siendo estudiado desde hace varias décadas con el objeto de construir un reactor de fusión que sea capaz de producir energía. Para ello, es necesario conseguir la ignición del plasma. Ésta se alcanza cuando se cumple el criterio de Lawson, el cual establece un mínimo en el triple producto temperatura, densidad y tiempo de confinamiento.

El tiempo de confinamiento de las primeras máquinas era de unos pocos milisegundos, dado que el campo magnético confinante únicamente tenía componente toroidal. Se consiguieron plasmas con un tiempo de confinamiento treinta veces superior cuando los campos magnéticos tenían cierta helicidad. Para definir esta propiedad en stellarators, se utiliza la transformada rotacional que es el número de giros poloidales por cada giro toroidal. Generalmente este valor varía a lo largo del radio, por ello se habla de perfil de la transformada rotacional. En algunos puntos radiales el valor de la transformada rotacional puede ser racional, dando lugar a superficies magnéticas resonantes. Esto sumado al hecho de que el plasma es un medio con cierta resistividad, puede dar lugar al nacimiento de islas magnéticas que son superficies de flujo que se forman dentro de la columna de plasma aisladas del resto de superficies magnéticas. Son numerosos los estudios analíticos, numéricos y experimentales que se han realizado para determinar si las islas magnéticas aumentan el transporte radial y con ello se reduce el tiempo de confinamiento, pero la comunidad científica no ha llegado ningún consenso aún.

Otro fenómeno que provoca elevados niveles de transporte radial de partículas y energía y en consecuencia una reducción del tiempo de confinamiento, es la turbulencia. Esta es la razón por la que en las últimas décadas los estudios sobre turbulencia en plasmas de fusión han concentrado una elevada atención por parte de la comunidad científica. Para llevar a cabo estudios que permitan reducir la turbulencia en el plasma, es necesario caracterizarla previamente, para ello se emplean distintas magnitudes. Una de las más utilizadas es la longitud de correlación radial (L_r). Se trata de una medida estadística de la turbulencia cuyo valor es proporcional al tamaño de las estructuras turbulentas.

Son varios los diagnósticos que pueden medir L_r : sondas de Langmuir, Beam Emission Spectroscopy, Heavy Ion Beam probe, reflectometría, etc... La reflectometría tiene una buena resolución espacial, temporal y puede medir en posiciones internas de la columna de plasma. Ésta característica sumada al hecho de ser un diagnóstico no perturbativo por utilizar ondas electromagnéticas de baja potencia lo convierten en una técnica idónea para medir L_r en plasmas de fusión. Sin embargo, la interpretación de la medida de L_r con reflectometría

convencional es compleja, lo que ha provocado un uso escaso de esta técnica para medir L_r . La reflectometría Doppler es una variante de la reflectometría convencional y a diferencia de ésta, permite un ángulo de incidencia con respecto a la normal a la superficie del plasma. Recientemente, estudios analíticos y numéricos han sugerido que la reflectometría Doppler podría ofrecer medidas de L_r cuya interpretación fuera más sencilla que la que se obtiene mediante reflectometría convencional.

Por otra parte, la medida de L_r en islas magnéticas con reflectometría Doppler podría aportar nuevos resultados a la caracterización de estas estructuras. Además, podría posicionar a la reflectometría Doppler como diagnóstico adicional para medir la anchura y la localización radial de las islas magnéticas. En último término, las medidas de L_r podrían ser utilizadas en trabajos posteriores para ayudar a determinar si las islas magnéticas aumentan o disminuyen el confinamiento en stellarators.

En este trabajo se ilustra el estudio de la medida de L_r con el reflectómetro Doppler instalado en el stellarator TJ-II. Se ha medido la L_r en distintas regiones de la columna de plasma y en distintas condiciones. Los resultados se han comparado con los de otro estudio numérico para poder obtener conclusiones sobre la medida. Además se ha prestado especial atención al desarrollo de un método para medir L_r en condiciones específicas.

También se ha medido la L_r de islas magnéticas formadas en plasmas de TJ-II mediante reflectometría Doppler. Las medidas experimentales se han entendido mediante la comparación con los resultados de un reflectómetro Doppler sintético.

Los capítulos 4 y 5 de esta tesis doctoral están basados y por lo tanto coinciden parcialmente con el trabajo de fin de master “*Estudios de correlación radial mediante reflectometría Doppler en el stellarator TJ-II*”, defendido en 2013 por el autor de esta tesis en el Programa de Plasmas y Fusión Nuclear de la Universidad Carlos III de Madrid y dirigido por la Dra. Teresa Estrada y el Dr. Emilio Blanco

Capítulo 2

Stellarators

2.1. Historia y Antecedentes

El primer stellarator (Princeton C stellarator) fue diseñado y construido en Princeton por el astrofísico Lyman Spitzer en 1951. Mientras tanto en la URSS se apostaba por un concepto distinto en máquinas de confinamiento magnético, el Tokamak

En 1968 en la reunión de la IAEA (International Atomic Energy Agency) fueron presentados los resultados del tokamak soviético T-3 [1, 2], el cual mostraba tiempos de confinamiento treinta veces superiores a los conseguidos por el stellarator C. Por esta razón, durante varios años las líneas de investigación estuvieron principalmente centradas en máquinas de tipo tokamak. La investigación en stellarators quedó reducida a laboratorios de EEUU, Alemania, Reino Unido y Japón.

El confinamiento magnético en los tokamaks se lleva a cabo mediante un campo magnético toroidal generado únicamente por las bobinas magnéticas y un campo magnético poloidal generado mediante una corriente inducida en el plasma. Este último es esencial para evitar la deriva magnética producida por el gradiente radial del campo magnético toroidal. Debido a que las bobinas únicamente han de generar campo toroidal su diseño y construcción es generalmente sencillo.

El hecho de inducir una corriente en el plasma hace que los tokamaks tengan dos inconvenientes: en primer lugar, la corriente en el plasma sirve como energía libre que puede derivar en un fenómeno disruptivo, estos fenómenos someten a una carga termomecánica elevada a los componentes estructurales de la máquina. En segundo lugar, inducir corriente en el plasma hace de los tokamaks máquinas intrínsecamente pulsadas, lo que somete a los materiales que los constituyen a fatiga termomecánica.

En los stellarators, todo el campo magnético necesario para el confinamiento del plasma está generado por las bobinas. El hecho de que no exista corriente inducida en el plasma tiene como ventaja que estos dispositivos carezcan de interrupciones y además que no tengan que operar en régimen pulsado. Sin embargo, al tener la estructura de campo generada únicamente por bobinas, hace que la geometría de estas sea más compleja. La fabricación y el montaje de las bobinas en un stellarator es crítica, dado que fallos en dichos procesos darán lugar a errores en el campo magnético de la máquina, que conllevará entre otros a un mayor transporte de partículas y como consecuencia a tiempos de confinamiento más cortos.

El hecho de que los stellarators carezcan de efectos disruptivos, hace que éstas máquinas sean de alto interés para la comunidad científica.

2.2. Conceptos Fundamentales en un Stellarator

Tal y como se ha mencionado anteriormente, para confinar plasma magnéticamente, es necesario que las trayectorias de las líneas de campo magnético sean helicoidales. Una forma de caracterizar dichas trayectorias es realizar el cociente entre el número de vueltas que describe una línea de campo magnético en la dirección poloidal por cada vuelta en dirección toroidal. En stellarators, el cociente de estos dos números se conoce con el nombre de transformada rotacional y se designa con la letra ι .

En los tokamaks se emplea el concepto de factor de seguridad que es el inverso de la transformada rotacional $q = 1/\iota$. Los campos magnéticos describen ergódicamente superficies magnéticas conocidas como superficies de flujo (Ψ), las cuales cumplen la condición de que $B \cdot \nabla \Psi = 0$, es decir, que las líneas de campo magnético son tangentes a la superficie de flujo. La transformada rotacional se define como el número de vueltas poloidales por cada vuelta

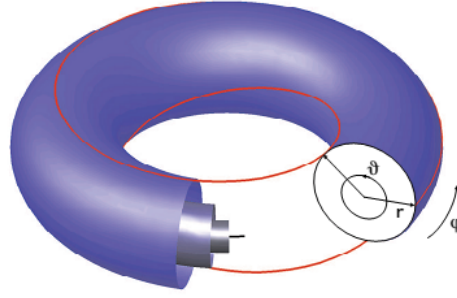


Figura 2.1: Esquema del campo magnético de un stellarator, en la sección izquierda se muestran las superficies de flujo anidadas, mientras que en la sección de la derecha se pueden ver las direcciones poloidal (θ), radial (r) y toroidal (φ). En color rojo se representa una línea de campo magnético.

toroidal de una línea de campo.

$$\frac{\iota}{2\pi} = \frac{d\psi}{d\Phi} \quad (2.1)$$

Donde ψ es el flujo magnético poloidal y Φ es el flujo magnético toroidal. La transformada rotacional también puede expresarse en función del campo como:

$$\frac{\iota}{2\pi} = \frac{R B_\theta}{r B_\phi} \quad (2.2)$$

Donde R es el radio mayor del dispositivo. La definición de las superficies de flujo mediante radio normalizado efectivo (ρ_{eff}) (adimensional), se define como:

$$\rho = \sqrt{\Psi_N} \quad (2.3)$$

Donde Ψ_N es el flujo magnético toroidal normalizado, es decir, el cociente entre el flujo magnético toroidal para una superficie genérica de radio r y el flujo magnético toroidal para la última superficie magnética cerrada (LCFS de sus siglas en inglés). En general ι suele depender del radio normalizado del plasma. A la variación de ι con el radio se la conoce como

shear magnético. Este parámetro es interesante por motivos de estabilidad del plasma, por ejemplo, ayuda a estabilizar los modos ballooning [3]. El shear magnético se define como:

$$s = -\frac{\rho}{\iota} \frac{d\iota}{d\rho} \quad (2.4)$$

En la figura 2.2 se muestra la transformada rotacional de distintos stellarators en comparación con la de un tokamak. En general, para un radio genérico, una línea de campo rellena la superficie de flujo ergódicamente [4], lo que implica que la línea ha de girar infinitas vueltas toroidales para cubrir completamente la superficie. El hecho de que ι varíe en un rango de valores a lo largo del radio implica que en algún punto tomará un valor racional. Si $\iota = n/m$ es un número racional ($n, m \in \mathbb{N}$), entonces se define una superficie magnética mediante una línea de campo que se cierra sobre sí misma cuando ha girado m veces en el sentido toroidal y n veces en el sentido poloidal (superficie racional).

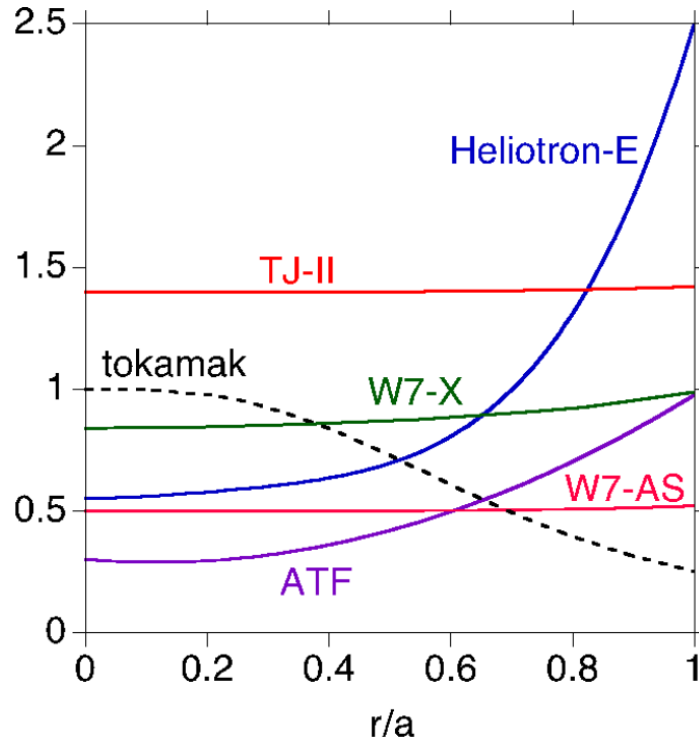


Figura 2.2: Transformada rotacional de distintos stellarators. La figura también muestra la comparación con la transformada rotacional de un tokamak

2.2.1. Clasificación de los Stellarators

Con respecto a la clasificación de los stellarators, en la figura 2.3 se muestra la genealogía de los distintos tipos de stellarators que han operado, operan o están en construcción. A continuación se describen los principales:

- **Stellarator Clásico** Los stellarators clásicos constan de un grupo de bobinas planas circulares cuyos centros se encuentran en el mismo plano. Éstas se encargan de producir el campo magnético toroidal. Un segundo grupo de $2l$ bobinas gira helicoidalmente n

veces alrededor del plasma. La mitad de dichas bobinas helicoidales tiene la corriente en el sentido opuesto a la otra mitad de las bobinas. En la figura 2.3 se puede observar el stellarator Wendenstein 7-A construido en Alemania con cuatro bobinas helicoidales ($l = 2$) que giran alrededor del plasma $n = 5$ veces a lo largo de la dirección toroidal. Una de las ventajas de este tipo de stellarators es que pueden variar el valor del campo toroidal y poloidal de manera independiente, lo cual permite variaciones en su transformada rotacional.

Una de las desventajas de este tipo de stellarators son las fuerzas de interacción entre las bobinas toroidales y helicoidales.

- *Torsatrón / Heliotrón* Su construcción es similar a la de los stellarators clásicos. Se diferencian en que éstos carecen de bobinas toroidales y la corriente que circula en las bobinas helicoidales tiene el mismo sentido. Éstas generan en promedio un campo vertical que es compensado mediante bobinas circulares horizontales instaladas en la parte superior e inferior de la máquina. En la figura 2.3 se observa el torsatrón ATF ($l = 2$ y $n = 6$), el cual ya no se encuentra en operación. Otra máquina de este tipo que actualmente se encuentra en operación es LHD ($l = 2$ y $n = 6$) la cual cuenta con bobinas superconductoras para estudiar plasmas en estado estacionario.

Una de las ventajas de esta configuración frente a los stellarators clásicos es que la ausencia de bobinas toroidales permite un mejor acceso al plasma por parte de los distintos diagnósticos.

- *Heliacs* Constan de un grupo de bobinas planas circulares que generan el campo magnético toroidal. Los centros de éstas no están en el mismo plano sino que describen una trayectoria helicoidal alrededor de un conductor central. Esta disposición de las bobinas, genera una geometría del campo magnético cuya sección poloidal tiene forma de judía y cuyo eje magnético describe también una trayectoria helicoidal alrededor de la bobina central. Máquinas representativas de esta configuración son TJ-II ($l = 1$ y $n = 4$) y H-1 ($l = 1$ y $n = 3$) en Australia.

Debido a la flexibilidad que permiten este tipo de máquinas, son buenas candidatas para abordar estudios de estabilidad, equilibrio y transporte.

- *Stellarator Modular* La característica fundamental de este tipo de stellarators es que la forma geométrica de sus bobinas no es plana. Uno de los principales inconvenientes que presenta esta configuración es la fuerza de interacción entre las bobinas debido a la escasa distancia entre ellas. Estas fuerzas suelen ser lo suficientemente elevadas como para provocar desplazamientos entre ellas. Por este motivo, conviene utilizar sujeciones mecánicas especiales en las bobinas.

La principal ventaja de este tipo de máquinas reside en la variedad de configuraciones que puede adoptar. Ejemplos de máquinas con esta configuración son Wendenstein 7-AS, Wendenstein 7-X ambas en Alemania y HSX en EEUU.

Todos los resultados mostrados en esta tesis han sido obtenidos en el heliac TJ-II instalado en el Laboratorio Nacional de Fusión del CIEMAT en Madrid.

2.3. El Stellarator Heliac Flexible TJ-II

Las características fundamentales del TJ-II [5] son:

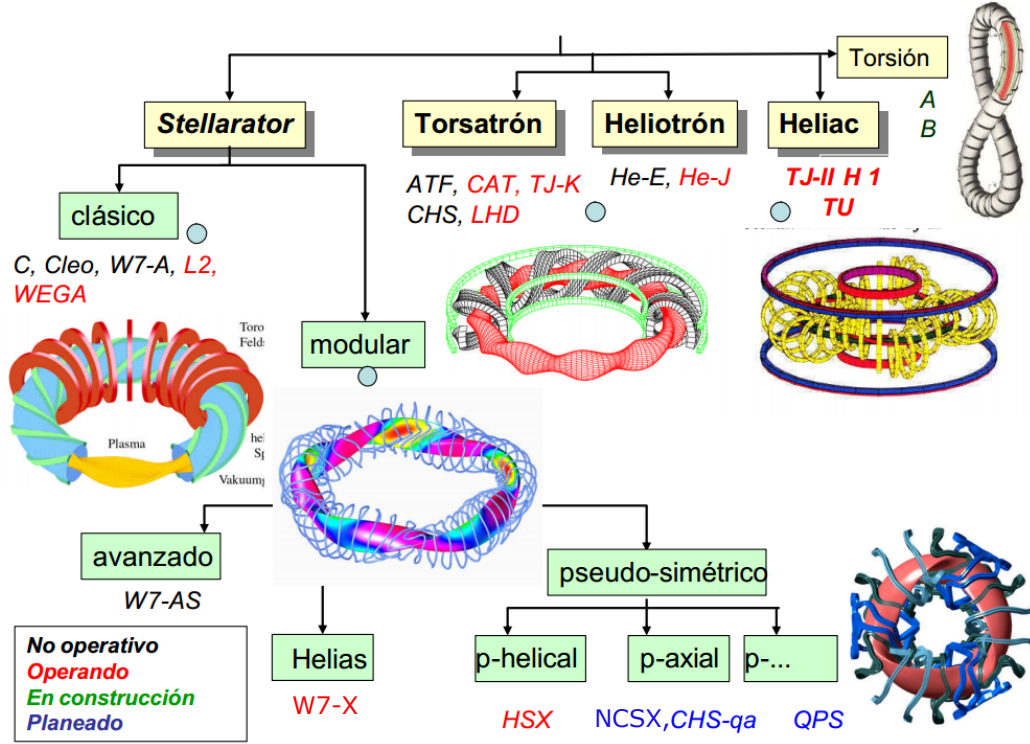


Figura 2.3: Árbol genealógico de stellarators.

1. Poseer el potencial suficiente para operar en regímenes de alta beta ($\langle \beta \rangle \approx 2\%$)
2. Tener una elevada flexibilidad magnética. Su transformada rotacional se puede variar en un amplio rango.
3. La sección poloidal del plasma tiene forma de judía (inherente en la configuración heliac).

Dado que una de las cualidades que tiene TJ-II es operar en un régimen de alta β . Conviene definir en qué consiste dicho parámetro. Se define β como el cociente entre la presión del plasma y la presión magnética, mediante la expresión:

$$\beta = \frac{p}{p_{mag}} = \frac{(n_e T_e + n_i T_i) k_B}{B^2 / 2\mu_o}, \quad (2.5)$$

donde n_e y n_i son la densidad electrónica e iónica respectivamente, T_e y T_i son la temperatura electrónica e iónica, k_B es la constante de Boltzman, μ_o es la permeabilidad magnética en el vacío y B es el campo magnético.

En la tabla 2.1 se resumen los parámetros fundamentales de la máquina. Ésta posee 32 bobinas que producen campo toroidal (TF), cuatro bobinas verticales que posicionan horizontalmente el plasma (VF), una bobina circular (CC) y una bobina helicoidal ($l = 1$) (HX) que gira en la dirección toroidal cuatro veces alrededor de la bobina circular, siguiendo el pitch law $\theta = -4\varphi$ que produce los cuatro periodos que tiene la máquina ($n = 4$); las dos bobinas CC y HX constituyen el conductor central del dispositivo. La posibilidad de programar de manera independiente la corriente que circula por estas dos bobinas es lo que proporciona el adjetivo

flexible a este dispositivo. En la figura 2.4 se muestra una vista en planta del TJ-II así como la

PARAMETRO	VALOR
Número de Periodos	$n = 4$
Número de Bobinas TF	32
Radio Mayor (m)	$R_o = 1,5$
Radio Menor Medio (m)	$\langle a \rangle \leq 0,2$
Campo Magnético (T)	$B \leq 1$
Transformada Rotacional	$\iota(0) \approx 0,9 - 2,2$
Densidad Electrónica (ECRH) (m^{-3})	$n_{e,max}^{ECRH} \approx 1,5 \times 10^{19}$
Densidad Electrónica (NBI) (m^{-3})	$n_{e,max}^{NBI} \approx 8 \times 10^{19}$
Temperatura Electrónica Máxima (keV)	$T_e \approx 2$
Temperatura Iónica (eV)	$T_i \approx 150$

Cuadro 2.1: Parámetros característicos del heliac flexible TJ-II

vista de perfil. Las imágenes laterales muestran los distintos diagramas de Poincaré para los ángulos toroidales de $\phi = 0^\circ$, $\phi = 22,5^\circ$, $\phi = 45^\circ$ y $\phi = 67,5^\circ$. En dichos diagramas, se puede ver la perturbación magnética de helicidad ($n/m = 8/5$), generada en vacío (sin plasma).

El sistema de bobinas descrito genera el campo magnético tridimensional de TJ-II, mostrado en la figura 2.5. La configuración de las corrientes es generalmente etiquetada como $I_{CC} I_{HX} I_{VF}$ y denota la corriente en las distintas bobinas en factores de 100A, así $I_{CC} = 100$ implica que la bobina central tiene 10kA.

Dado que una de las características de TJ-II es su flexibilidad magnética, en la figura 2.6 se muestran los perfiles de $\iota = \iota/2\pi$ para distintas configuraciones magnéticas en las bobinas en vacío. Nótese que la curva de la configuración 100_44_64 (verde) se cruza con la racional $8/5$ en $\rho = 0,8$ que es lo que da lugar a las islas magnéticas visibles en los diagramas de la figura 2.4. El volumen de plasma para las distintas configuraciones cubre un rango desde 0.3 hasta 1.1 m^3 .

2.3.1. Sistemas de Calentamiento del Plasma

Los plasmas utilizados en investigación en fusión nuclear poseen un alto grado de ionización para poder ser confinados magnéticamente. Para alcanzarlo, se ha de aportar energía al gas inicial.

Para aportar energía al plasma, se pueden utilizar distintos mecanismos. En esta tesis se han estudiado plasmas calentados mediante el sistema Neutral Beam Injector (NBI) así como mediante el sistema Electron Cyclotron Resonant Heating (ECRH). A continuación se describirá el funcionamiento y las características de ambos.

Calentamiento ECRH

El sistema de calentamiento ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) se basa en la aceleración de los electrones del plasma mediante haces de ondas electromagnéticas enfocadas con altas densidades de potencia y cuya frecuencia es la de resonancia ciclotrónica de los electrones.

Generalmente, estos sistemas constan de un girotrón donde se generan las ondas electromagnéticas, un camino óptico para transportar el haz de microondas hacia la cámara de vacío y un espejo elipsoidal para enfocar el haz hacia el plasma. En el camino óptico existen

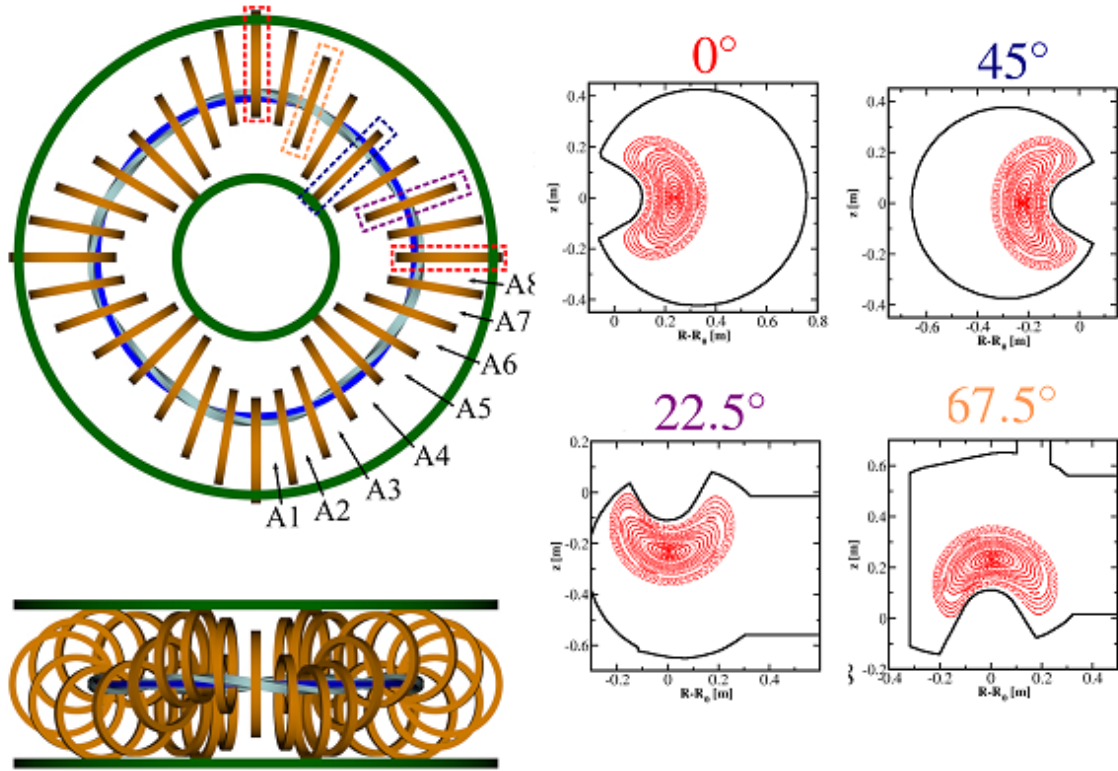


Figura 2.4: En la parte superior izquierda se muestra la vista en planta del TJ-II, en la parte inferior izquierda se muestra la vista lateral (en marrón se muestran las bobinas toroidales, en azul marino se muestra la bobina central, en turquesa la bobina helicoidal y en verde las bobinas verticales). A la derecha se muestran los diagramas de Poincaré para distintos ángulos toroidales (el color de las letras que indican el ángulo coincide con el color de los rectángulos punteados que rodean las bobinas).

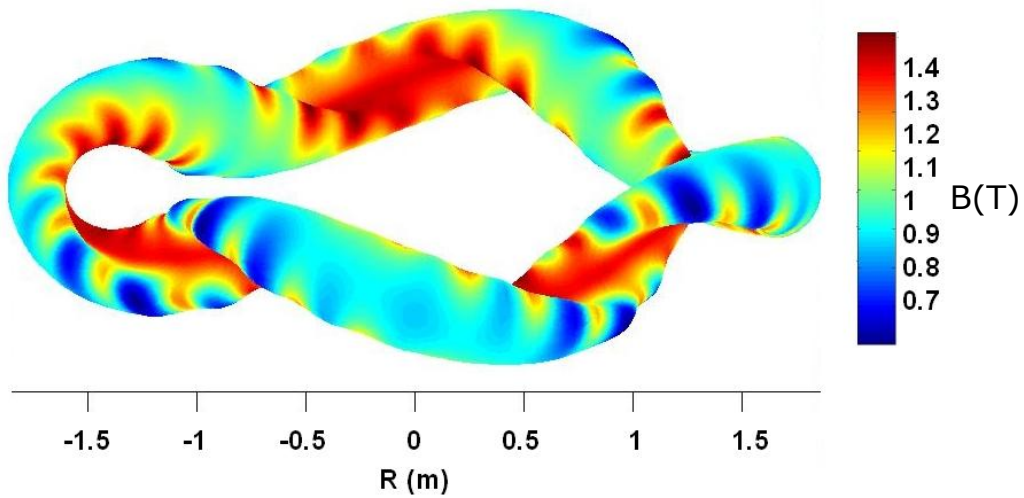


Figura 2.5: Módulo de campo magnético tridimensional en TJ-II

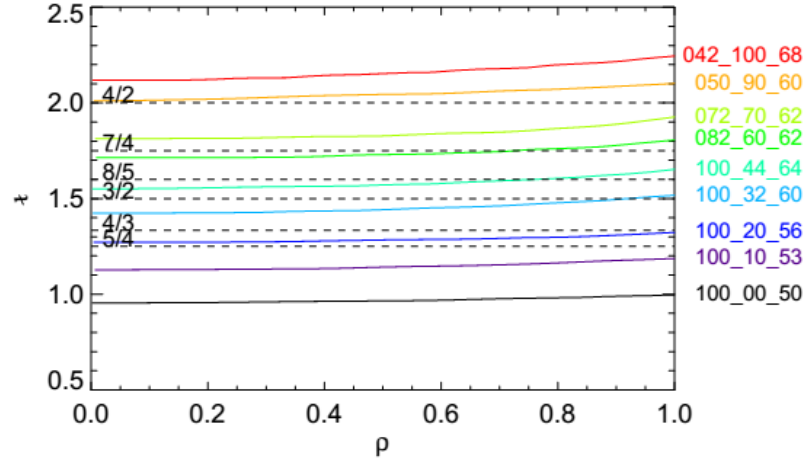


Figura 2.6: Perfil de la transformada rotacional para un conjunto de configuraciones magnéticas en TJ-II

varios polarizadores, colocando estos de forma adecuada, se puede hacer que las ondas se propaguen en el plasma de dos formas: el modo ordinario (modo-O) es aquel en el cual el campo eléctrico de la onda es paralelo al campo magnético de la máquina o el modo extraordinario (modo X), en el cual el campo eléctrico de la onda es perpendicular al campo magnético de la máquina.

Las regiones en la que se deposita la energía del haz pueden ser dos: el calentamiento en eje (*on-axis*) se produce cuando el haz se orienta hacia el eje magnético, pero también se puede realizar el calentamiento fuera del eje (*off-axis*), ambas localizaciones del calentamiento permiten llevar a cabo experimentos de generación de corrientes no inductivas en el plasma, llamadas ECCD.

La deposición de energía en el plasma mediante ECRH suele tener una buena localización espacial, debido a que la frecuencia de resonancia de los electrones es función del valor de campo magnético de la máquina, el cual varía a lo largo del radio. Uno de los usos que se le está dando a esta buena localización de la deposición de energía es la de mitigar determinado tipo de inestabilidades MHD [6].

El sistema de encendido y calentamiento del plasma mediante ECRH en el TJ-II consta de dos girotrones operando en modo X a una frecuencia de 53.2 GHz que corresponde al segundo armónico [7]. El calentamiento óptimo desde la zona de bajo campo se produce en el primer armónico en modo O y en el segundo armónico en modo X. La elección de un modo u otro, depende entre otros del rango de densidades accesibles. Cada girotrón está diseñado para proporcionar 300 kW de potencia de salida de microondas. El sistema posee dos líneas que transmiten la potencia de las microondas al plasma mediante espejos, el último espejo de cada línea está dentro de la cámara de vacío y permite variar el ángulo de lanzamiento del haz de microondas y focalizarlo, consiguiéndose una alta eficiencia de absorción y una estrecha deposición de la energía. El sistema de calentamiento está colocado en los sectores A y B, encontrándose en dos posiciones que son simétricas para la geometría del stellarator TJ-II (A6($\phi = 64,7$) y B3($\phi = 25,47$)) [8].

Los plasmas producidos mediante calentamiento ECRH tienen un perfil de n_e caracterizado por un aplanamiento en el centro y un gradiente de densidad casi lineal entre $0,5 \leq \rho \leq 1$, tal y como se muestra en la figura 2.7

Uno de los inconvenientes del calentamiento ECRH es la densidad de corte, es decir, la densidad del plasma a partir de la cual las ondas electromagnéticas se reflejan. Una futura máquina de fusión tendrá dificultades para ser calentada únicamente mediante este método debido a las altas densidades que se requieren en en regiones centrales del plasma.

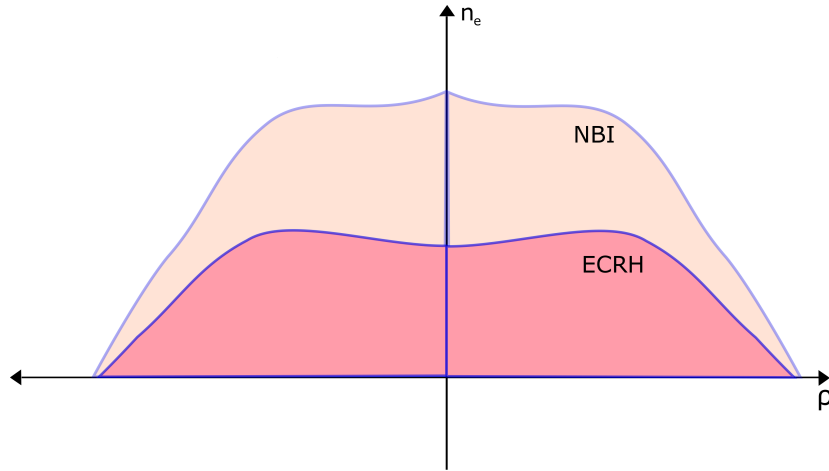


Figura 2.7: Comparación de perfil de la densidad electrónica n_e para plasmas NBI (perfil superior) y para plasmas ECRH (perfil inferior)

Calentamiento NBI

El sistema de calentamiento NBI se basa en la inyección de un haz de neutros altamente energético en el plasma, con ello no sólo aumenta la temperatura electrónica e iónica sino que también lo hace la densidad de ambas especies. El motivo fundamental de que la inyección sea de neutros es para que puedan penetrar en el plasma evitando interaccionar con el campo magnético.

Una vez que el haz ha penetrado en el plasma, los neutros pueden ser ionizados por distintos procesos atómicos tales como intercambio de carga, ionización por colisiones iónicas e ionización por colisiones electrónicas. Una vez ionizados, estos son confinados por el campo magnético de la máquina. Debido a la alta energía de los electrones y de los iones del haz, es necesario que el campo magnético de la máquina sea lo suficientemente intenso como para confinarlos.

Los iones provenientes del haz son más energéticos que los electrones debido a su diferencia de masa, los primeros comienzan a ser frenados debido a las colisiones Coulombianas con iones y electrones del plasma. En esas colisiones tiene lugar la transferencia de energía de los iones provenientes del haz a los iones y electrones presentes en el plasma.

En lo que respecta a la posición en la que se han de ionizar los neutros, conviene que el proceso tenga lugar en el centro de la columna de plasma, para ello existe un compromiso entre la densidad del plasma y la energía del haz. Si el plasma es poco denso o el haz muy energético podría no producirse ionización, lo que conduciría a que muchos neutros impactaran en la pared con su consecuente deterioro. Si por el contrario el plasma es muy denso o el haz poco energético, entonces los neutros se ionizarían justo en el borde del plasma, lo que provocaría un pico en la densidad del borde que conllevaría a una inestabilidad del plasma.

En lo referente a la forma en la que se inyectan los neutros en la cámara existen fundamentalmente tres formas: inyección co-tangencial, en la cual los neutros son inyectados paralelamente al campo magnético y a favor de la corriente de la máquina; inyección contra-tangencial, en la cual los neutros son inyectados en contra de la corriente de la máquina y por último existe la inyección perpendicular a las líneas de campo magnético. Las tres formas que se han mencionado producen un incremento de la temperatura electrónica y/o iónica en el plasma, pero sólo las dos primeras producen una corriente o un momento en el sentido de la inyección [9]. El sistema NBI instalado en TJ-II, es capaz de inyectar una potencia que varía de 1 a 1.5 MW. Dicho sistema posee dos líneas de calentamiento, una co-tangencial y la otra contra-tangencial. La figura 2.7 muestra la forma de un perfil de densidad NBI en comparación con uno ECRH.

Una desventaja de los sistemas NBI es el tamaño del equipo, sin embargo tienen la ventaja de que pueden ser probados independientemente de la máquina. Otra desventaja desde el punto de vista de un reactor de fusión, es que el sistema de calentamiento NBI ha de estar muy cerca del plasma por lo que sufrirá flujos neutrónicos y contaminación por Tritio.

Capítulo 3

Turbulencia, Campos Eléctricos e Islas Magnéticas

3.1. Introducción

De cara a la viabilidad de un reactor es necesario que las reacciones de fusión que se produzcan se sostengan sin necesidad de aportar energía al sistema, esto se conoce como ignición. Para conseguir la ignición es necesario que se cumpla la ley de Lawson [10, 11]. Dicha ley establece un mínimo en el producto densidad electrónica (n_e), tiempo de confinamiento de energía (τ_E) y temperatura (T).

Para alcanzar ese valor mínimo del triple producto existen dos vías: la primera de ellas consiste en incrementar el tamaño de la máquina, de forma que se incremente tanto la densidad como el tiempo de confinamiento. El inconveniente de esta vía es fundamentalmente económico, ya que el precio de un reactor de fusión es directamente proporcional a su tamaño. La segunda manera de alcanzar el triple producto consiste en incrementar el tiempo en el que permanecen confinadas las partículas y la energía. Los plasmas son un medio altamente turbulento, lo que implica un alto transporte radial de partículas y energía y como consecuencia un bajo tiempo de confinamiento. Una reducción de la turbulencia aumentaría el tiempo de confinamiento y por tanto el triple producto para alcanzar la ignición. Esta forma de conseguir ignición en un futuro reactor es más económica que la primera mencionada.

La primera aproximación para entender la turbulencia en el plasma, viene de la descripción de la turbulencia en fluidos neutros. La descripción matemática de los fluidos tanto en régimen laminar como en régimen turbulento viene dada por la ecuación de Navier-Stokes. Para clasificar el régimen del fluido, se puede utilizar el número de Reynolds (Re), este permite clasificar el régimen turbulento de un fluido por encima de un valor crítico. Por debajo de dicho valor el fluido se encuentra en régimen laminar. El número de Reynolds se define:

$$Re = \frac{v_s \cdot D}{\nu} \quad (3.1)$$

donde v_s es la velocidad característica del fluido, D es la longitud característica del sistema y ν es la viscosidad cinemática. En fluidos neutros no sólo una elevada velocidad puede desencadenar un régimen turbulento, sino que determinadas inestabilidades pueden ser también causantes de la turbulencia (las inestabilidades que pueden provocar la turbulencia en plas-

mas de fusión se comentan en 3.1.2)

Los plasmas de fusión se contemplan como una mezcla de dos fluidos (iones y electrones). No se pueden considerar como un fluido neutro, ya que tienen carga eléctrica, no son isotropos dado que en la dirección del campo magnético, tienen un comportamiento distinto al del resto de direcciones y no son homogéneos dado que poseen fuertes gradientes de densidad, temperatura, etc... Todo ello hace que en los plasmas de fusión la variedad de inestabilidades sea mayor que en los fluidos neutros, lo que los convierte en un medio por sí mismo turbulento.

3.1.1. Espectro de la Turbulencia

Una forma de caracterizar la turbulencia es mediante su espectro en número de onda. Cuando se estudia un campo turbulento, se pueden encontrar remolinos (eddies) de distintos tamaños, es lo que se conoce como escalas de la turbulencia. Cada una de esas estructuras posee un frecuencia y una energía.

Uno de los modelos que mejor describen la turbulencia fue propuesto por Kolmogorov en 1941 [12]. Dicho modelo arroja fundamentalmente tres resultados:

- El modelo de cascada de la energía
- La ley de disipación de energía
- La ley $-5/3$ del espectro de energía

El modelo de cascada de energía fue enunciado por F.L. Richardson en 1922 [13] y formalizado por Kolmogorov en 1941 [12]. Parte de determinadas hipótesis, una de ellas es la hipótesis de transferencia de energía, la cual supone que la energía cinética se transfiere desde las grandes escalas hacia las más pequeñas.

En la figura 3.1 se puede ver el espectro en número de onda de la turbulencia. El modelo K-41 establece dos partes en dicho espectro. En primer lugar existe una escala l_0 que es a la cual se inyecta energía en el sistema.

A medida que aumenta el número de onda k , entramos en el intervalo de inercia en el que las estructuras turbulentas pueden tener distintos tamaños. Esto sucede porque las estructuras iniciales l_0 se van rompiendo en estructuras cada vez más pequeñas, produciéndose una transferencia de la energía cinética. A este rango de escalas de la turbulencia se las denomina l_T . El último rango del espectro de la turbulencia, es lo que se conoce como el rango de disipación. En este rango, el tamaño de las estructuras es muy pequeño l_D y por lo tanto la viscosidad del fluido comienza a tener un efecto notable en lo que respecta a disipación de energía. Para cuantificar la conversión de energía mecánica en térmica, se utiliza la tasa de disipación ε , cuyas unidades son energía por unidad de masa por segundo.

Otra de las hipótesis que se siguen en la teoría K-41 es la ley de universalidad de Kolmogorov, la cual supone que la energía contenida en un número de onda k_i , es proporcional a su tasa de transferencia ε . La energía para un número de onda k viene dada por:

$$E(k) = C \cdot \varepsilon^\alpha \cdot k^\beta \quad (3.2)$$

Donde C es una constante adimensional, ε es el coeficiente de la tasa de transferencia de energía, en función del número de onda k en el que se encuentre el intervalo a estudiar. En el intervalo de inercia, según la ley de Kolmogorov el espectro se comporta según $E(k) \approx C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$ y en el rango de disipación se determinó experimentalmente que $E(k) \approx Ck^{-N}$, donde $N > 5/3$.

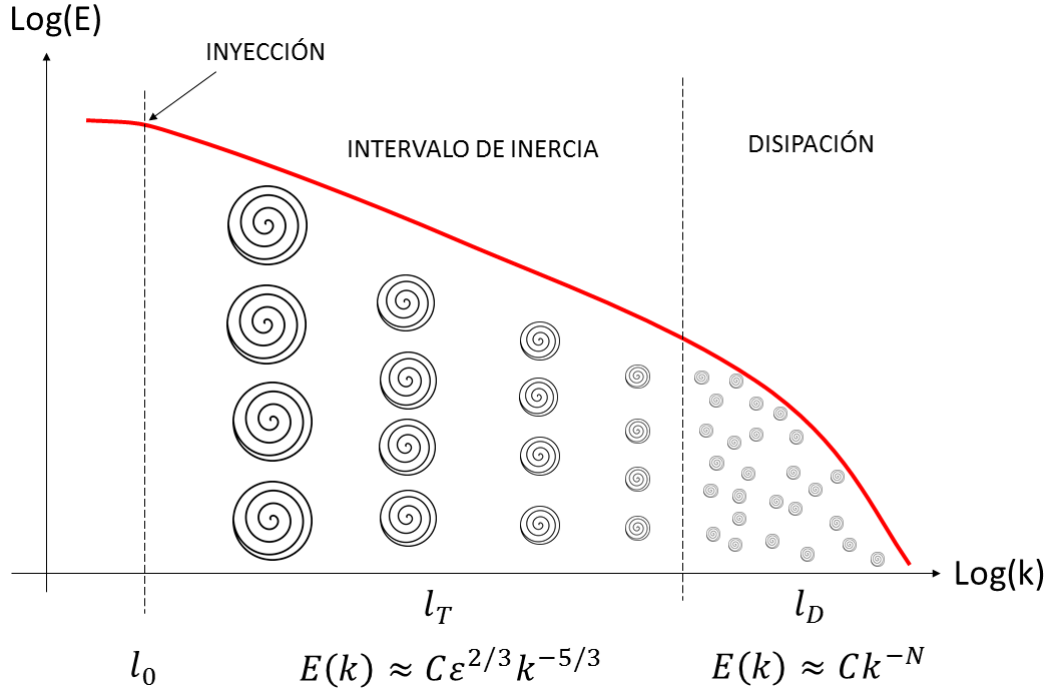


Figura 3.1: Espectro de la turbulencia según la teoría K-41

3.1.2. Generación de Turbulencia

La turbulencia suele estar producida por fuentes de energía libre tales como los gradientes, las corrientes, etc... y puede estar presente en distintas magnitudes como campos eléctricos, campos magnéticos, densidad, temperatura, etc.... Esta tesis se centrará en el estudio de la turbulencia de las fluctuaciones de densidad.

Un modelo ampliamente aceptado de las inestabilidades que inician la turbulencia en el plasma es el modelo de inestabilidad drift-wave. Esta inestabilidad se inicia cuando se produce una fluctuación de densidad tridimensional con número de onda paralela ($k_{\parallel} \neq 0$) en presencia de un gradiente de densidad (∇n) tal y como se ilustra en la figura 3.2(a). Los electrones reaccionarán primero al gradiente de densidad (electrones más rápidos que los iones debido a la diferencia de masa) abandonando esa región antes que los iones y haciendo que esta quede cargada positivamente. La dirección en la cual existe la perturbación quedará cargada positiva y negativamente de forma alternada, lo que generará un potencial electrostático y por lo tanto un campo eléctrico en la dirección que se indica en la figura 3.2(a). Este campo eléctrico conllevará un drift $\vec{E} \times \vec{B}$, que amplificará la perturbación. Por otra parte la deriva diamagnética producirá que la onda se mueva en la dirección poloidal (en el sentido de la velocidad iónica diamagnética) tal y como se indica en la figura 3.2(a). Si los electrones se comportan adiabáticamente, la diferencia de fases entre la perturbación de la densidad y la perturbación de potencial será constante, esto hará que la perturbación sea estable. En cambio, si existe un retardo en la respuesta de los electrones (electrones no adiabáticos, elevada colisionalidad, etc...) el desfase entre ambas perturbaciones no será constante, lo que conllevará que el drift-wave sea inestable. En los plasmas de fusión existen fundamentalmente dos modos de inestabilidades drift-wave: el modo de inestabilidad ITG (Ion Temperature Gradient) y el ETG (Electron Temperature Gradient)

El modo de inestabilidad ITG, se cree que es el principal responsable del transporte iónico

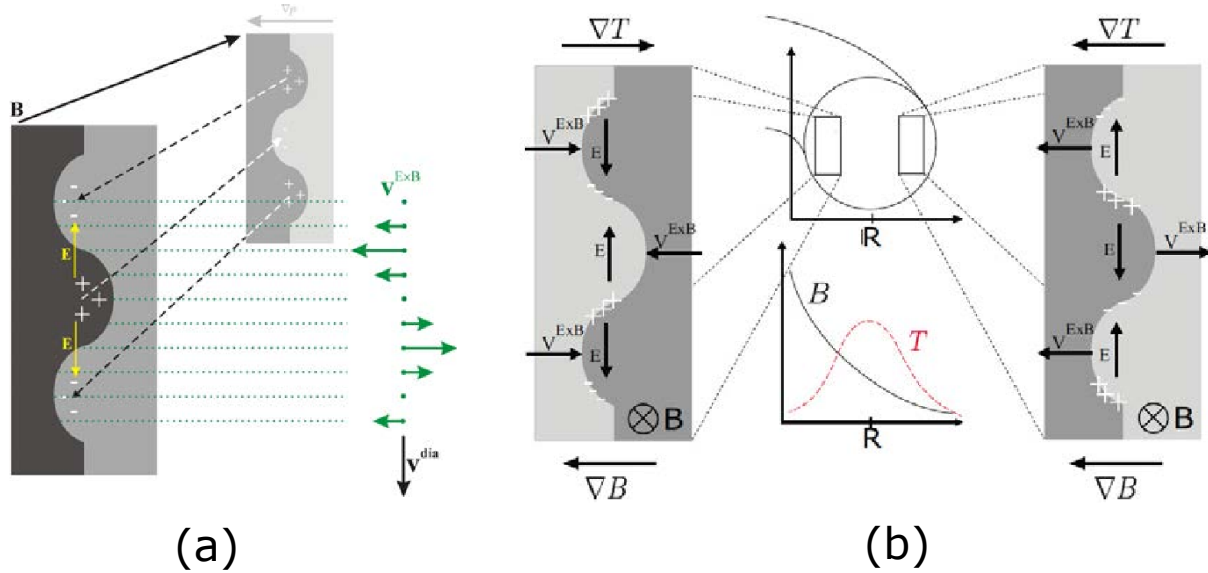


Figura 3.2: Ilustración de las distintas inestabilidades que dan origen a la turbulencia en los plasmas de fusión. En (a) se ilustra la inestabilidad drift-wave. En (b) se muestra la inestabilidad ITG en distintas regiones de curvatura del plasma

en plasmas de fusión [14, 15]. El modo ITG se produce fundamentalmente cuando existe simultáneamente un ∇B y un ∇T con el mismo sentido en una determinada zona radial del plasma, tal y como se observa en la parte derecha de la figura 3.2b. La existencia de ∇B , provocará una deriva poloidal sobre las partículas, dicha deriva será mayor en la zona con más temperatura, dado que la deriva del ∇B es proporcional a la energía cinética de éstas [16]. Si una perturbación térmica tiene lugar en presencia de un ∇B provocará una separación y acumulación de carga a lo largo del ángulo poloidal para una misma región radial tal y como se muestra en la figura 3.2(b). Dicha acumulación de carga provocará a su vez un campo eléctrico \vec{E} en la dirección poloidal, el cual inducirá una velocidad de deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ que tendrá un efecto amplificador de la inestabilidad.

Por el contrario, en regiones donde ∇B y ∇T son antiparalelos, como en la zona interna de la columna de plasma, la inestabilidad se mitiga. Una representación de los dos procesos que acaban de describirse se muestra en la figura 3.2(b).

El modo de inestabilidad ETG es similar al ITG con la diferencia de que las escalas espaciales a las cuales se produce la turbulencia es del orden del radio de Larmor electrónico.

3.1.3. La Longitud de Correlación Radial

Las razones que justificaban la necesidad de regular la turbulencia en plasmas de fusión fueron descritas al principio del capítulo. Para regular la turbulencia es necesario poder caracterizarla previamente, uno de los parámetros que se utiliza en la caracterización de las fluctuaciones de densidad es la longitud de correlación radial (L_r). La longitud de correlación radial (L_r) es una medida estadística útil para caracterizar la turbulencia en plasmas de fusión. Se puede interpretar como el tamaño de estructuras turbulentas, siendo relevante para caracterizar el transporte radial y obtener conclusiones sobre el confinamiento del plasma.

El procedimiento matemático para calcular la longitud de correlación radial se describe a continuación:

Se define la transformada de Fourier ($A(\omega)$) o espectro de Fourier de una señal fluctuante $a(t)$ definida en el tiempo t y medida en una posición determinada como:

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (3.3)$$

Se define el espectro de potencia o densidad de potencia espectral de una señal $a(t)$ como:

$$S_{aa}(\omega) = A(\omega) \cdot A^*(\omega) = |A(\omega)|^2 \quad (3.4)$$

Donde el símbolo $*$ significa complejo conjugado. Esta función representa la densidad de potencia que una señal fluctuante tiene en la frecuencia ω .

Dada otra señal $b(t)$, definida en el mismo intervalo de tiempo t que la señal $a(t)$, pero medida en otra posición, se define el espectro cruzado de potencia de la señal $a(t)$ con respecto a $b(t)$ como:

$$S_{ab}(\omega) = A(\omega) \cdot B^*(\omega) \quad (3.5)$$

Por último se define la coherencia espectral $\gamma_{ab}(\omega)$ como:

$$|\gamma_{ab}(\omega)| = \frac{|\langle S_{ab}(\omega) \rangle|}{\sqrt{\langle S_{aa}(\omega) \rangle \langle S_{bb}(\omega) \rangle}} \quad (3.6)$$

Para realizar el análisis de la coherencia espectral, se divide el intervalo temporal en ventanas y se realiza la transformada de Fourier en cada una de ellas. El símbolo $\langle \rangle$ representa el valor promedio de las ventanas temporales para cada frecuencia, mientras que $|S_{ab}|$ es la amplitud del espectro cruzado de las dos señales $a(t)$ y $b(t)$. El resultado del análisis es sensible al número de ventanas; así un número elevado de ventanas producirá una elevada estadística de la amplitud de la coherencia espectral a costa de una reducción de la resolución en frecuencias, por el contrario, un pequeño número de ventanas tendrá como resultado una buena resolución espectral a cambio de una escasa estadística de la amplitud de la coherencia espectral.

Calcular la coherencia espectral utilizando únicamente lo propuesto hasta ahora, implica dar el mismo peso a todas las frecuencias, una forma más precisa de obtener la coherencia media de las dos señales es pesando la coherencia espectral, es decir, dando mayor peso a las frecuencias que más potencia tienen, para ello se ha utilizado la ecuación:

$$\bar{\gamma} = \frac{\int |\gamma_{ab}(\omega)| \cdot (S_{aa}(\omega) + S_{bb}(\omega)) d\omega}{\int (S_{aa}(\omega) + S_{bb}(\omega)) d\omega} \quad (3.7)$$

A través de la expresión 3.7 la coherencia media toma valores entre cero y uno, valores próximos a uno indican que la diferencia de fase entre las ses $a(t)$ y $b(t)$ para dicha frecuencia ω es constante a lo largo del tiempo, mientras que valores próximos a cero indican que la diferencia de fase entre las señales $a(t)$ y $b(t)$ para la frecuencia ω varía a lo largo del tiempo. La longitud de correlación (L_r) se define como la distancia a la que han sido obtenidas dos señales cuya coherencia media ha disminuido a un valor $1/e$

En el capítulo 5, en concreto en el punto 5.2.1 se explica detalladamente como se mide la L_r

mediante el reflectómetro Doppler instalado en el TJ-II.

3.2. El Campo Eléctrico Radial E_r

Bajo la premisa de que el efecto que tiene la turbulencia en el plasma es el de degradar el confinamiento, cabe pensar que las pérdidas producidas por la turbulencia son proporcionales a la energía inyectada en el plasma. Sin embargo, en 1982 fué descubierto en ASDEX (Alemania) [17] un modo de alto confinamiento en plasmas (modo H). Este modo no fué observado en un stellarator hasta 1993 en W7-AS (Alemania) [18].

La transición del modo de bajo confinamiento (modo L) al modo H, consiste en una auto-organización espontánea del plasma que es función entre otras de la potencia de calentamiento. A partir de cierto umbral se consigue acceder a modo H y por debajo de este el plasma se encuentra en modo L [19]

Los campos eléctricos radiales juegan un papel muy importante en el confinamiento magnético de plasmas, dado que facilitan la transición a modo H [20,21]. Uno de los primeros modelos que relaciona E_r con la turbulencia es la teoría BDT [22], ésta predice que si E_r es lo suficientemente intenso podrá crear flujos cortantes en el plasma que sean capaces de romper grandes estructuras turbulentas convirtiéndolas en estructuras de tamaños más pequeños, reduciendo la L_r y facilitando el confinamiento del plasma.

En el capítulo 2 se ha descrito el motivo por el cual el perfil de la transformada rotacional (ι) toma valores racionales en determinadas posiciones radiales. Las superficies racionales también se las conoce con el nombre de superficies resonantes, reciben este nombre por su tendencia a resonar ante determinadas perturbaciones del plasma. La superficie que resuena con la inestabilidad, termina formando una cadena de islas separadas por puntos X [23]. Por tanto, las superficies racionales son la *semilla* para que se formen islas magnéticas. Éstas reciben el nombre de naturales cuando n (siendo $\iota = n/m$) es múltiplo de la helicidad de la máquina.

También se pueden formar islas magnéticas debido a pequeños errores en el campo magnético de la máquina, éstos suelen estar asociados a errores en el posicionamiento de las bobinas durante la construcción de la máquina, las islas magnéticas formadas de esta manera no reciben el nombre de naturales.

A su vez existe una relación entre E_r y las islas magnéticas. En LHD se ha observado como el campo eléctrico radial tiene un pronunciado shear justo en el borde de la isla [24], lo que podría constituir una barrera de transporte radial que aumenta el confinamiento. En configuraciones de barrido dinámico también se ha medido el shear de E_r en TJ-II a lo largo de una isla magnética [25,26]. Un modelo que hasta la fecha puede ayudar a entender la relación entre las islas magnéticas y el shear del campo eléctrico radial (E_r) se explica en [27]

Los resultados descritos demuestran que existe una relación entre el shear de E_r , la turbulencia y las islas magnéticas. Por tanto, no cabe esperar cambios en cualquiera de ellas sin que existan cambios en las otras.

3.3. Islas Magnéticas

Una cuestión interesante en lo que respecta al confinamiento en plasmas de fusión con islas magnéticas en stellarators es si la presencia de estas favorece o deteriora [28] el confinamiento. Existen distintas líneas de investigación para determinar en que condiciones las islas favorecen el confinamiento. A continuación se van a describir algunas de ellas y los distintos parámetros a los que se está prestando atención:

Cuando se habla de confinamiento en plasmas de fusión, uno de los términos más utilizados es de las Internal Transport Barriers (ITB). Dicho término hace referencia a barreras que impiden el transporte de energía y/o partículas en dicha dirección produciendo como consecuencia un gradiente radial de T_e .

En el Rijnhuizen Tokamak Project (RTP) [29] se realizaron experimentos combinando la inyección de pellets en el borde del plasma junto con la deposición modulada de calentamiento ECH en las regiones internas. La traza de T_e medida con ECE en regiones internas del plasma mostraba la modulación producida por ECH, cosa que no ocurría en las trazas de T_e medidas en las regiones externas. Entre la región interna y la externa se encontraba la superficie racional de bajo orden. Estos resultados, sugieren que las islas magnéticas constituyen una barrera del transporte, lo cual encaja con observaciones realizadas en TJ-II [30, 31] y LHD [32]. En TJ-II se observaron estructuras de baja difusividad térmica formadas en torno a superficies racionales [33, 34].

La baja difusividad encontrada en el interior de las isla magnéticas, podría tener su explicación en la estructura de flujo poloidal. En LHD se observó como el shear de flujo poloidal aumentaba conforme crecía el tamaño de la isla [35]. Además se observó un cambio de signo en el shear del borde interno con respecto al externo, teniendo lugar la inversión en el centro de la isla. Dicha inversión también ha sido vista recientemente en TJ-II, donde en experimentos de barrido dinámico de la configuración magnética se ha observado mediante reflectometría Doppler una inversión del flujo poloidal en una zona radial anterior y posterior a una superficie racional [25, 26].

Uno de los trabajos más relevantes en lo que se refiere a la variación de confinamiento producido por islas magnéticas fué realizado en el stellarator Wendenstein 7-AS, donde se realizaron experimentos consistentes en un scan de la configuración magnética sin corriente en el plasma que produjera distintos valores de la transformada rotacional en el borde del plasma (ι_a) [36]. Uno de los resultados de este estudio es una mejora del confinamiento en condiciones de bajo shear cuando hay una superficie racional de bajo orden cerca del borde del plasma. El estudio sugiere que dicha mejora es debida a la ausencia de racionales de alto orden en el entorno de una superficie racional de bajo orden.

La relación entre islas magnéticas y confinamiento también fué estudiada en TJ-II. Se realizaron experimentos en los que se comparó el confinamiento en la transición L-H entre dos configuraciones magnéticas [37]. Una de ellas posicionaba la racional 8/5 en el borde del plasma y la 3/2 en la zona interna. En los plasmas realizados con la superficie racional de bajo orden en el borde, se observó que al realizar la transición L-H, el aumento en el gradiente de los perfiles de densidad pasaba de 2 a $6 \times 10^{20} m^{-4}$ y a su vez el aumento del tiempo de confinamiento era del 35 %. Mientras que en ausencia de isla magnética en el borde, el aumento del gradiente era de 2 a $4 \times 10^{20} m^{-4}$ y el aumento de tiempo de confinamiento era del 25 %.

No solamente interesa estudiar las islas magnéticas en lo que respecta al confinamiento. Una preocupación creciente en la comunidad tokamak es la dinámica de islas magnéticas. En concreto, cuando una cadena de islas magnéticas deja de rotar (islas bloqueadas) se produce una disrupción del plasma. Estudios numéricos llevados a cabo con un código MHD resistivo sugieren que si existe perturbación magnética de vacío y esta no es muy elevada, las islas rotan en la dirección poloidal. En cambio cuando la perturbación magnética de vacío aumenta, se produce un efecto de frenado en la velocidad de rotación de las islas que es más eficiente cuando las perturbaciones del plasma y del campo magnético de vacío están en fase y menos eficiente cuando están fuera de fase. Este efecto conduce a un comportamiento stick-and-slip, que ha sido observado experimentalmente en tokamaks [38].

Determinadas propiedades del plasma no sólo dependen de la presencia de islas magnéticas, también dependen de la anchura (W) de las mismas. Un trabajo numérico realizado mediante un código de equilibrio MHD para configuraciones de tipo Helias [39], sugiere que al incrementar la β del plasma, las islas reducen su tamaño hasta desaparecer, volviendo a aparecer de nuevo a un valor de β más elevado. Estos resultados numéricos encajan con experimentos realizados en el stellarator LHD [40, 41]. En [40] se analizó la anchura de la isla al variar la β y la temperatura electrónica (T_e). Se observa que manteniendo baja la T_e a lo largo del disparo, el ancho de la isla se reduce al incrementar β y que manteniendo baja β , el ancho de la isla se reduce al incrementar la T_e . En este mismo estudio experimental se observó que si la anchura de las islas en vacío está por debajo cierto umbral, no se formarán islas en el plasma.

En [41] se estudió el comportamiento del tamaño de las islas en LHD. Estas incrementan su tamaño en condiciones de baja β y alta colisionalidad ν , reduciéndose en condiciones de alta β y baja colisionalidad.

3.4. Diagnósticos Utilizados en la Medición de Islas Magnéticas

Son varios los diagnósticos que se utilizan para medir distintas magnitudes en islas magnéticas, tales como su anchura, forma, frecuencia de rotación, etc ... En esta sección se revisará el estado del arte de los distintos diagnósticos utilizados en la caracterización de islas magnéticas.

Uno de los diagnósticos más utilizados para medir la anchura de islas magnéticas es el Thomson scattering. En JET aparecieron aplanamientos en el perfil de T_e medido con este diagnóstico, la posición radial de dichos aplanamientos coincidía con la posición radial de las superficies racionales. Además la longitud radial del aplanamiento está relacionada con la anchura de la isla [42].

También se ha conseguido medir la anchura de las islas magnéticas mediante el uso de este diagnóstico en stellarators, en concreto en LHD [43]. En esta máquina, la anchura de la isla magnética producida por la superficie racional $m/n = 1/1$ se controla mediante un sistema de bobinas externas. Se estudió como variaba el tamaño de las islas magnéticas cuando se alimentaba el plasma con *pellets* en vez de con *puffing*. También se estudió el comportamiento

de la anchura cuando se incrementaba la β del plasma. La medición de la anchura de islas magnéticas con Thomson scattering ha sido utilizado en múltiples estudios con islas en distintas máquinas [40] [44] [29] [41] [32] [45]

Otro diagnóstico utilizado en la caracterización de islas magnéticas es Charge Exchange Spectroscopy (CXS), el cual permite medir el perfil de T_i , la velocidad poloidal V_θ y toroidal V_ϕ en el plasma. Estudios llevados a cabo en LHD [35] [24], midieron a través de este diagnóstico como el E_r en el punto O de una isla estática era cero. Se observó en los bordes de la isla magnética había un gradiente de E_r , por lo que se concluyó que dentro de la isla existía una estructura de flujos poloidales con flujo cero en el punto O, es decir una estructura similar a un vórtice. La longitud radial de esta variación del campo eléctrico radial daba cuenta del tamaño de las islas.

Este diagnóstico se podría utilizar en futuros trabajos para comparar la medida de L_r con la anchura de la isla y además para comparar la estructura de flujos poloidales obtenida dentro de la isla con reflectometría Doppler [26]

Las sondas de Langmuir son un diagnóstico con el que se mide entre otros el potencial flotante en el plasma [46]. Midiendo la diferencia de fase del potencial flotante se puede obtener la dirección y la frecuencia de la rotación poloidal de la isla magnética. Son varios los estudios en distintas máquinas que han empleado dicha técnica [47–49]

También se han medido flujos $E \times B$ mediante sondas de Langmuir en el stellarator TJ-II [49], en concreto se estudió la racional $m/n = 8/5$. Se observó que en la zona radial en la cual se encontraba la superficie resonante, el flujo $E \times B$ era mayor que el existente fuera de la isla. Este resultado apunta en la dirección de las hipótesis de formación de barreras asociadas a islas magnéticas.

Un diagnóstico que aporta información sobre la posición y la forma de las islas magnéticas, es la tomografía de rayos X blandos (SXR). Mediante esta técnica, se consiguió ver por primera vez como era la estructura magnética de una isla en el tokamak JIPP T-II [50]. También se ha utilizado este diagnóstico en experimentos llevados a cabo en TJ-II para comprobar la posición y la forma de las islas magnéticas en la formación de ITB's [34].

Este diagnóstico podría complementar el estudio de L_r de islas magnéticas llevado a cabo mediante reflectometría Doppler comentado en el capítulo 6, dado que ayudaría a determinar si la asimetría en el perfil de coherencia es generada por la isla estática o bien por una cadena de islas con una velocidad poloidal.

Las bobinas de Mirnov son un diagnóstico capaz de medir las fluctuaciones magnéticas en las tres direcciones. Estas se utilizan a menudo en la detección de islas magnéticas [51–58]. Cuando una cadena de islas rota, se producen fluctuaciones magnéticas que pueden ser detectadas por las bobinas de Mirnov. La transformada de Fourier de la señal de las fluctuaciones de campo magnético aporta información sobre la frecuencia de rotación de la cadena de islas. Además suelen estar instaladas en disposición poloidal y toroidal [54], lo que permite conocer la estructura espacial (m y n) de la perturbación magnética.

Uno de los parámetros fundamentales para poder detectar una cadena de islas es la distancia que exista desde la cadena de islas hasta las bobinas Mirnov. Si la cadena de islas se encuentra en una zona cercana al núcleo, puede no ser detectada por dichas bobinas, en cambio cuando se encuentra cerca del borde del plasma, la perturbación del campo magnético puede ser lo

suficientemente intensa como para ser detectado.

ECE son las siglas comunmente utilizadas para nombrar Electron Cyclotron Emission. Con este diagnóstico se puede medir la evolución de la T_e en varias posiciones radiales al mismo tiempo. Se ha utilizado en diversos estudios ya comentados en el punto anterior en los que estaban presentes las islas magnéticas.

Mediante reconstrucción de la señal de ECE, se observaron las estructuras de islas $(m, n) = (2, 1)$ en TFTR [57]. En este estudio las medidas que se obtuvieron con la reconstrucción de señal de ECE, fueron comparadas con medidas de tomografía de rayos X blandos y con medidas magnéticas realizadas con las bobinas de Mirnov [59]. El ECE también se utilizó en [35] y [24], en ambos estudios, se calculó la anchura de la isla magnética mediante aplanamientos en el perfil de T_e medidos con ECE.

En TJ-II se utilizó el ECE para medir la evolución de la T_e en distintos radios del plasma [30] mediante configuraciones de barrido magnético. Se observó que la T_e aumentaba cuando la superficie racional pasaba por la región en la cual se estaba depositando potencia ECH. Este resultado refuerza la hipótesis de que las islas magnéticas generan ITB's.

Mediante reflectometría Doppler, también se han conseguido medir distintos parámetros de islas magnéticas. Se han detectado modos coherentes en TJ-II analizando el centro de gravedad del espectro de fluctuaciones de densidad [56].

También se han realizado experimentos de barrido dinámico en TJ-II [25] midiendo en una posición radial fija con el reflectómetro Doppler. Lo que se perseguía en estos experimentos era que la racional pasara justo por la zona radial en la cual estaba midiendo el reflectómetro. Finalmente las medidas mostraban como el flujo perpendicular (v_\perp) variaba a medida que la superficie racional pasaba por la región radial en la cual estaba midiendo el reflectómetro Doppler. Los resultados de este experimento recuerdan a los ya comentados en LHD [35].

Capítulo 4

La Reflectometría

4.1. Fundamentos de la Reflectometría de Microondas

La reflectometría de microondas es una técnica que consiste en la emisión de ondas electromagnéticas (EM) al plasma y la recepción de dichas ondas una vez han sido reflejadas por este.

La onda penetra en el plasma hasta una región radial en la que se refleja. La profundidad radial alcanzada en el plasma es función de la densidad electrónica del plasma, de la frecuencia de la onda y del campo magnético (este último sólo si la onda se propaga en modo-X).

La zona del plasma en la cual la onda electromagnética se refleja se conoce con el nombre de capa de corte. Una vez reflejada, la onda regresa con la fase ϕ y la amplitud modificadas con respecto a las de la onda incidente, debido a la interacción con el medio; dichos cambios en la onda EM proporcionan información sobre las fluctuaciones de densidad.

Una onda EM que se propaga en la dirección perpendicular al campo magnético confinante tiene dos posibles modos de propagación. El modo-O, también conocido como modo ordinario se da cuando el campo eléctrico de la onda es paralelo al campo magnético del dispositivo y el modo-X o modo extraordinario tiene lugar cuando el campo eléctrico de la onda es perpendicular al campo magnético del dispositivo.

A medida que la onda atraviesa el plasma, el índice de refracción va disminuyendo hasta que se hace cero, momento en el cual la onda es reflejada.

Dado el rango de temperatura electrónica alcanzado en TJ-II (pocos keV) se aplica la aproximación de plasma frío, la cual consiste en despreciar el movimiento térmico de los electrones y las colisiones entre las diferentes partículas (electrones, iones e impurezas). Para temperaturas más elevadas como las que se consiguen en el tokamak JET, habría que aplicar la corrección relativista. Teniendo en cuenta las condiciones anteriores, el índice de refracción en el modo-O, viene dado por la expresión:

$$\eta_o^2 = 1 - X \quad (4.1)$$

Donde:

$$X = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (4.2)$$

Siendo ω la frecuencia de la onda incidente y ω_{pe} la frecuencia del plasma dada por:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_o m_e} \quad (4.3)$$

Donde n_e es la densidad electrónica local, e es la carga del electrón, ε_o es la permitividad dieléctrica en vacío y m_e es la masa del electrón.

Si en la ecuación (4.1) se anula el índice de refracción $\eta_o = 0$, se obtiene:

$$\omega = \omega_{pe} \quad (4.4)$$

Es decir, la onda se refleja cuando su frecuencia es igual a la frecuencia del plasma. Por otra parte, el índice de refracción en el modo-X, viene dado por:

$$\eta_x^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-X-Y^2} \quad (4.5)$$

Donde:

$$Y = \frac{\omega_{ec}}{\omega} \quad (4.6)$$

Siendo ω_{ec} la frecuencia electrón-ciclotrón dada por:

$$\omega_{ec} = \frac{eB}{m_e} \quad (4.7)$$

Donde B es el campo magnético de la máquina. Si al igual que en el modo-O hacemos el índice de refracción cero $\eta_x = 0$ tendremos dos frecuencias de corte. La frecuencia de corte alto (*Upper Field Side*) y la frecuencia de corte bajo (*Lower Field Side*).

Siendo cada frecuencia de corte:

$$\omega_U = \frac{1}{2} \left(-\omega_{ec} + \sqrt{\omega_{ec}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right) \quad (4.8)$$

$$\omega_L = \frac{1}{2} \left(\omega_{ec} + \sqrt{\omega_{ec}^2 + 4\omega_{pe}^2} \right) \quad (4.9)$$

Nótese que el modo-X depende de la frecuencia electrón-ciclotrón y de la frecuencia del plasma mientras que el modo-O sólo depende de la frecuencia del plasma. Esto hace que la frecuencia de corte en modo-X sea función del campo magnético, cosa que no sucede en modo-O.

4.2. La Reflectometría Doppler

4.2.1. Precedentes históricos de la reflectometría Doppler

La reflectometría Doppler es una técnica relativamente reciente utilizada para medir la velocidad perpendicular (u_\perp) y el espectro en número de onda perpendicular ($S(k_\perp)$) de las fluctuaciones de densidad del plasma. Además, conociendo el campo magnético del dispositivo es posible calcular el campo eléctrico radial. Estas medidas son útiles para realizar estudios de la turbulencia en el plasma y estudios de transporte entre otros.

La reflectometría Doppler tiene sus orígenes en un efecto medido por primera vez en JET

y documentado por Sips en 1991 [60] llamado “*deriva de la fase*” o “*phase runaway*”. Este efecto no se había observado antes porque las medidas habían sido obtenidas hasta ese momento con sistemas homodinos, dichos sistemas miden amplitud y fase de manera conjunta, no siendo posible medir únicamente la fase.

El efecto que observó Sips y que posteriormente supo interpretar Sánchez [61] consistía básicamente en que la deriva de la fase estaba midiendo el desplazamiento Doppler producido por la rotación del plasma y era observable debido a un ligero ángulo entre el eje del haz y la normal a la superficie del plasma. Este hecho fué posteriormente verificado por Hanson [62]. Mazzucato y Nazikian [63] propusieron que: “*La rotación del plasma puede ser inferida a partir del desplazamiento Doppler en el pico del espectro de frecuencias*”. Posteriormente fueron varios los laboratorios que midieron también la deriva de la fase [64, 65]

Las primeras mediciones con sistemas Doppler que mostraban un espectro de frecuencias con un desplazamiento Doppler, fueron presentadas en 1999 en el *cuarto congreso internacional de reflectometría* en Cadarache por M.Hirsh *et al.* y fueron realizadas en el stellarator W7-AS.

4.2.2. Fundamentos teóricos

Se va a explicar el mecanismo físico de la reflectometría Doppler en dos fases con objeto de facilitar la comprensión del fenómeno. En la primera etapa se explica que ocurriría al propagarse la onda EM por un plasma que carece de turbulencia. En la segunda etapa se añade al plasma la turbulencia y se analiza que le sucede a la onda EM. Ambas situaciones se ilustran en la figura 4.1.

En la figura 4.1(a) se puede ver en primer lugar un plasma sin turbulencia sobre el que se lanza una onda EM con cierto ángulo con respecto a la normal a la capa de corte θ_o . Cuando la onda se propaga por el vacío su índice de refracción es $\eta = 1$, pero cuando la onda comienza a atravesar el plasma el índice de refracción disminuye debido al gradiente de densidad y su vector de ondas empieza a cambiar de dirección.

El vector de ondas viene dado por la expresión $\mathbf{k} = \frac{\omega}{c}(\mathbf{0}, \sin \theta_o, \cos \theta_o)$, referido al sistema de

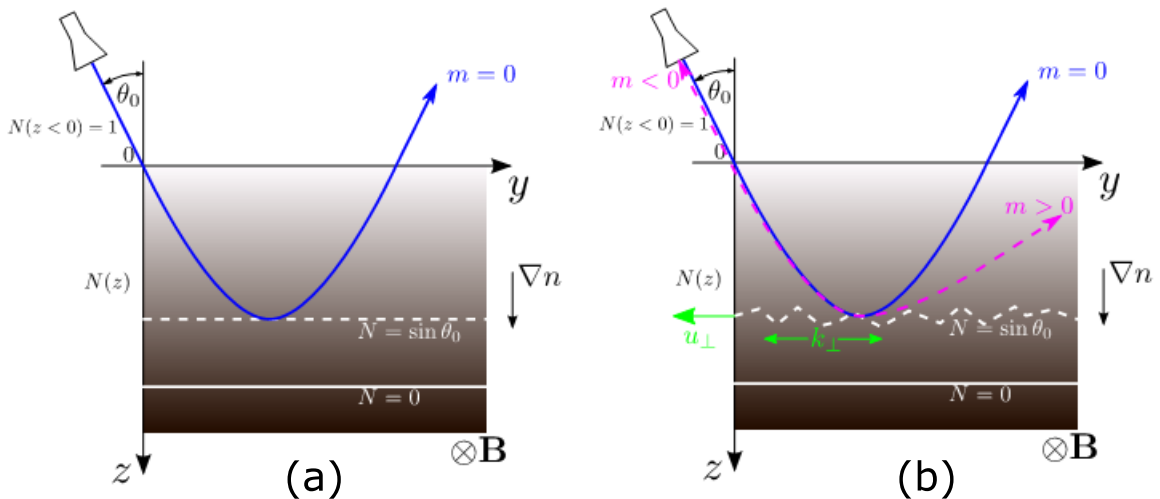


Figura 4.1: (a) Onda EM atravesando un plasma que carece de turbulencia. (b) Onda EM atravesando un plasma turbulento y dispersándose en la capa de corte.

coordenadas de la figura 4.1. Conviene matizar que la reflexión de la onda ($\eta = 0$) explicada

en 4.1, se produce si la dirección de propagación de la onda con respecto a la normal a la superficie del plasma es $\theta_0 = 0$. Por el contrario, si la onda se lanza con un ángulo θ_0 , tal y como sucede en reflectometría Doppler, la reflexión se produce cuando $\eta = \sin(\theta_0)$. Al estar hablando de un proceso en el cual no existe turbulencia, no existe *scattering* de la onda, es decir solamente existe reflexión.

Todo lo visto hasta ahora es una muestra muy simplificada de la realidad para distinguir los efectos debidos a la turbulencia del resto de efectos físicos. Analizando el caso para el cual existe turbulencia en el plasma (figura 4.1(b)), se observan procesos físicos adicionales a los que se acaban de explicar. La onda EM en su propagación y en su reflexión en la capa de corte sufre *scattering* de distintos ordenes debido a la turbulencia del plasma. Son varios los órdenes de *scattering* que llegan a la antena del reflectómetro, pero el que mayor contribución presenta en las señales es el orden $m = -1$.

La reflectometría Doppler mide el *Bragg's backscattering* de las fluctuaciones de densidad, el scattering contiene información acerca de las fluctuaciones de densidad en la dirección perpendicular al campo magnético. En la figura 4.2 pueden apreciarse los distintos ordenes de scattering de la onda reflejada.

Utilizando el símil de un *plasma slab* con una red de difracción y aplicando la ley de Bragg, mediante el ángulo de incidencia θ_o y la frecuencia de la onda incidente k_o se puede seleccionar el número de onda perpendicular k_\perp de las fluctuaciones de densidad [66].

$$k_\perp = 2k_o \sin \theta_o \quad (4.10)$$

Donde k_o es el número de onda de la onda incidente. Se ha de notar que en realidad el comportamiento del diagnóstico, al menos en TJ-II no es exáctamente el mismo que el que enuncia la ecuación 4.10, debido a la curvatura de la capa de corte.

El reflectómetro Doppler de TJ-II posee una única antena que hace las veces de emisora y de receptora. A través de la antena se lanza una onda a un espejo elipsoidal orientable, el cual refleja dicha onda al plasma.

El scattering de la onda sufre un desplazamiento Doppler que depende de la velocidad de la turbulencia del plasma y de la escala de la turbulencia:

$$\omega_D = \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} = u_\parallel \cdot k_\parallel + u_\perp \cdot k_\perp + u_r \cdot k_r \quad (4.11)$$

En general, se asume que la longitud de onda paralela de las fluctuaciones de densidad es muy superior a la longitud de onda perpendicular $k_\parallel \ll k_\perp$. Además, los sistemas de reflectometría Doppler se orientan en la dirección perpendicular a las líneas de campo magnético. Debido a estos dos motivos la contribución de los números de onda paralelos puede considerarse mucho menor que la contribución del segundo término $u_\parallel \cdot k_\parallel \approx 0$. Por otra parte la turbulencia no tiene un desplazamiento radial $u_r \cdot k_r \approx 0$, por lo que el tercer término de la ecuación se desprecia [62,67,68]. Por lo tanto finalmente la ecuación 4.11, se reduce a:

$$\omega_D = \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \approx u_\perp \cdot k_\perp \quad (4.12)$$

Luego el desplazamiento Doppler estará únicamente expresado en términos de la componente perpendicular.

Realizando la transformada de Fourier de la señal recibida se obtiene el espectro de frecuen-

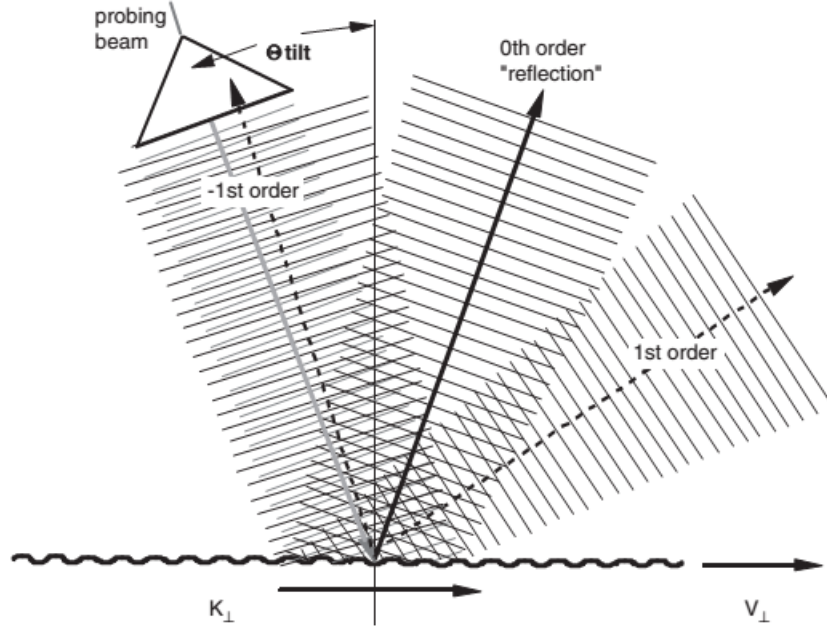


Figura 4.2: Onda EM lanzada por la antena y dispersada al llegar a la capa de corte. El orden -1 es el que mayor contribución aporta a la señal de todos los órdenes. Nótese que el ángulo θ_o es el ángulo que forma el haz con la normal a la superficie del plasma.

cias. La frecuencia del pico de dicho espectro es el desplazamiento Doppler de las fluctuaciones de densidad en la dirección perpendicular, tal y como se ha mencionado en 4.2.1. Mediante el desplazamiento Doppler y el número de onda de las fluctuaciones de densidad, es posible conocer la velocidad perpendicular de las fluctuaciones de densidad a través de:

$$u_{\perp} = \frac{2\pi f_D}{k_{\perp}} \quad (4.13)$$

donde f_D es el desplazamiento Doppler del espectro de frecuencias. La velocidad perpendicular de las fluctuaciones de densidad se puede expresar a su vez como:

$$u_{\perp} = \frac{\overline{E} \times \overline{B}}{B^2} + v_{phase} \quad (4.14)$$

Donde el primer término es conocido como velocidad de deriva $u_{\overline{E} \times \overline{B}}$, mientras que el segundo término es la velocidad de fase de las fluctuaciones de densidad. Si el término de la velocidad de fase es despreciable en comparación con el término de la velocidad de deriva

$$v_{phase} \ll v_{\overline{E} \times \overline{B}} \quad (4.15)$$

Se puede determinar el campo eléctrico radial E_r como:

$$E_r = u_{\perp} B \quad (4.16)$$

En el stellerator TJ-II se ha determinado E_r mediante la ecuación (4.16) y se ha comparado con las medidas obtenidas a partir del diagnóstico HIBP [37,69], el cual mide el potencial del

plasma ϕ_p , obteniéndose el campo eléctrico radial como:

$$E_r = -\nabla\phi_p \quad (4.17)$$

La comparación entre ambas medidas confirma la validez de la aproximación (4.13). Las condiciones del plasma para las que se ha confirmado la validez de la aproximación fueron tanto en calentamiento ECRH como en calentamiento NBI.

El área que resulta de hacer un ajuste Gausiano al espectro de frecuencias, aporta información de la amplitud de las fluctuaciones del número de onda medido ($S(k_\perp)$). La figura 4.3 muestra un espectro en frecuencia del número de onda medido por el reflectómetro Doppler instalado en el TJ-II. De esta manera, midiendo la amplitud de las fluctuaciones para diferentes escalas de la turbulencia, es decir diferentes k_\perp , se puede obtener el espectro en número de onda perpendicular de la turbulencia ($S(k_\perp)$).

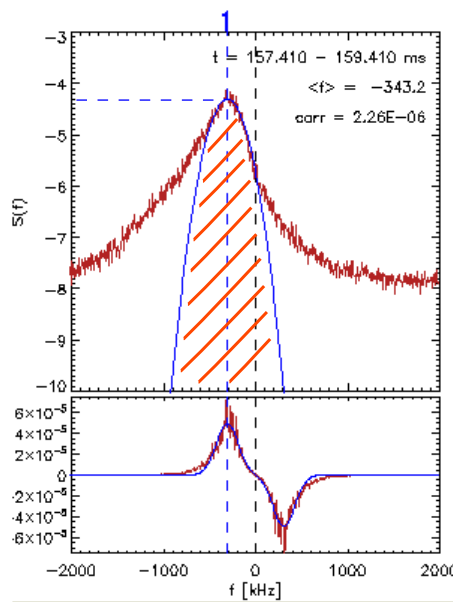


Figura 4.3: Espectro de frecuencias de las fluctuaciones de densidad. En azul se muestra la Gausiana que ajusta al espectro. El área sombreada en naranja es la amplitud de las fluctuaciones de densidad para el número de onda seleccionado en la medida. $S(k_\perp)$

4.3. El Reflectómetro Doppler de TJ-II

El reflectómetro Doppler que actualmente opera en TJ-II, se instaló en 2009 [70, 71] y en este punto se describirán las principales características del diagnóstico.

Para garantizar el funcionamiento óptimo del reflectómetro Doppler en el stellarator TJ-II, se deben elegir varios aspectos en el diseño tales como: el ángulo toroidal, poloidal, la orientación con respecto al campo magnético, etc ... éstos se van a definir a continuación.

4.3.1. Posición Toroidal

Uno de los criterios más importantes en lo que respecta al diseño del reflectómetro Doppler es que ha de operar en dirección perpendicular al campo magnético para minimizar las contribuciones de K_{\parallel} , por las razones explicadas en el punto 4.2.2.

De cara a reducir las dificultades técnicas y facilitar el diseño del instrumento, se buscó un ángulo toroidal en el que no existiera componente vertical del campo magnético ($B_z = 0$).

La figura 4.4 muestra el campo magnético vertical (B_z) en función del ángulo toroidal (φ) de TJ-II, tal y como se puede observar en ella, el ángulo para el cual $B_z = 0$ es $\varphi = 67,1^\circ$. Este ángulo toroidal se encuentra en el sector 6 de TJ-II, que es donde está instalado el RD.

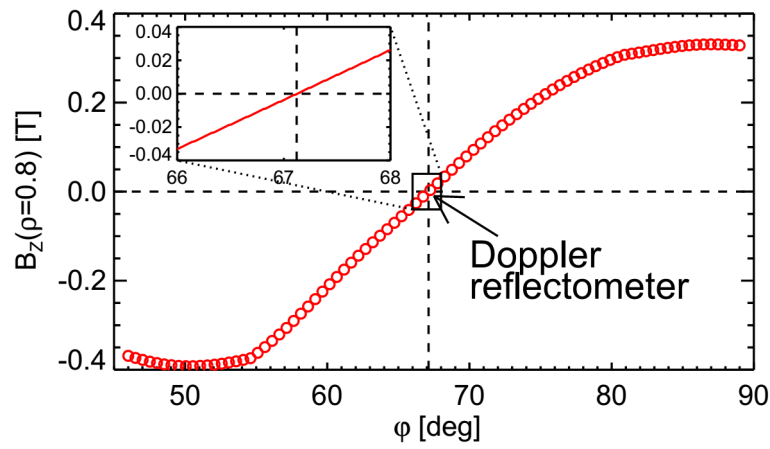


Figura 4.4: Campo magnético vertical (B_z) a lo largo del ángulo toroidal (φ) de la máquina. Tal y como puede apreciarse en $\varphi = 67,1^\circ$ es donde se anula

4.3.2. Resolución Espectral

La resolución espectral (Δk) determina el intervalo de números de onda que serán medidos por el reflectómetro, estando el intervalo centrado en k_{\perp} en el espectro. Tal y como se ha mencionado en el punto 4.2.2, el diagnóstico selecciona el número de onda perpendicular (k_{\perp}) de las fluctuaciones de densidad a través de la inclinación de la antena (condición de Bragg). Holzhauer y Massing, mostraron que la resolución espectral (Δk_{\perp}) para un haz Gaussiano es inversamente proporcional al tamaño del haz w [68, 71]:

$$\Delta k = \frac{2\sqrt{2}}{w} \quad (4.18)$$

Si además se tiene en cuenta la curvatura de la capa de corte, se debe de aplicar una corrección a la ecuación anterior [72, 73]. Por lo tanto, la resolución espectral para un haz Gaussiano reflejado en una superficie curva, viene dado por la expresión:

$$\Delta k_{\perp} = \frac{2\sqrt{2}}{w} \sqrt{1 + \left(\frac{w^2 k_0}{\rho_{eff}} \right)} \quad (4.19)$$

Donde k_0 es el número de onda del haz emitido y ρ_{eff} es el radio efectivo de curvatura a lo largo del *spot size*, dado por la expresión:

$$\rho_{eff} = \frac{R_C \cdot R_B}{R_C + R_B} \quad (4.20)$$

Siendo R_B y R_C radios de curvatura del haz de microondas y de la capa de corte respectivamente. Manipulando matemáticamente la anterior expresión se demuestra que el tamaño óptimo del haz (es decir, aquel que minimiza Δk_{\perp}) es:

$$w_{opt} = \sqrt{\frac{\rho_{eff}}{k_0}} \quad (4.21)$$

Por lo tanto, la resolución espectral (Δk_{\perp}) depende de: el tamaño del haz w , el radio de curvatura del plasma (R_C), el radio de curvatura del haz R_B y el número de onda en el vacío (k_0). Dado que se pretende que el *beam waist* esté localizado en la capa de corte, se elimina la dependencia con R_B , ya que $R_B \rightarrow \infty$ y por lo tanto el radio efectivo se puede aproximar a $\rho_{eff} \rightarrow R_C$.

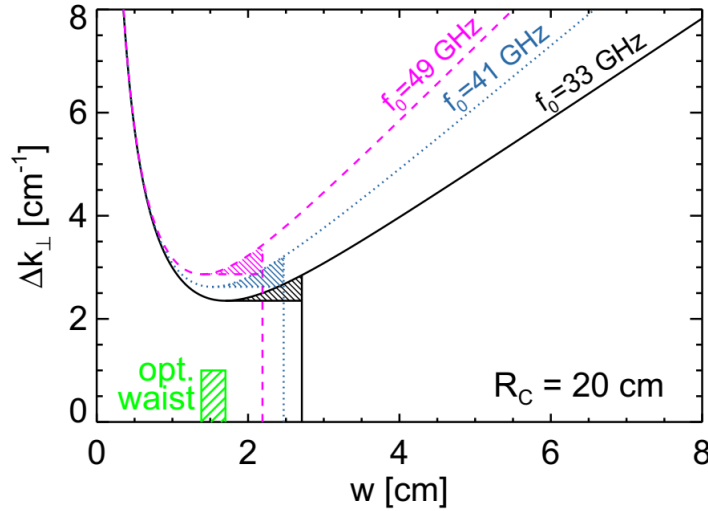


Figura 4.5: Resolución espectral en función del tamaño del haz para cada frecuencia. El mínimo de cada curva corresponde al tamaño del haz óptimo en dicha frecuencia (región coloreada en verde). Las líneas verticales indican el tamaño del haz para cada frecuencia teniendo en cuenta el espejo elipsoidal.

La figura 4.5 muestra la resolución espectral en función del tamaño del haz para varias frecuencias. La resolución espectral óptima para cada frecuencia obedece al mínimo en la curva correspondiente. De esta misma figura se extrae que el tamaño del haz para que la resolución espectral sea óptima ha de ser aproximadamente de 1.8 cm para una frecuencia de 33 GHz reduciéndose para frecuencias más altas (región coloreada en verde). Sin embargo, el tamaño del haz para cada frecuencia en el reflectómetro Doppler de TJ-II viene dado por las líneas verticales. Este último resultado tiene en cuenta el espejo utilizado por el sistema para enfocar el haz.

4.3.3. Consideraciones Generales del Hardware

El sistema posee tres canales de frecuencia que pueden ser programados de manera independiente, dos de ellos trabajando en la banda Q (33 - 50 GHz) y otro trabajando en la banda V (50-75 GHz). Ha sido con los dos primeros con los que se han llevado a cabo los estudios de correlación radial que se presentan en esta tesis.

El reflectómetro Doppler de TJ-II posee una antena corrugada que suministra un haz Gaussiano [74, 75] y funciona como emisora y como receptora.

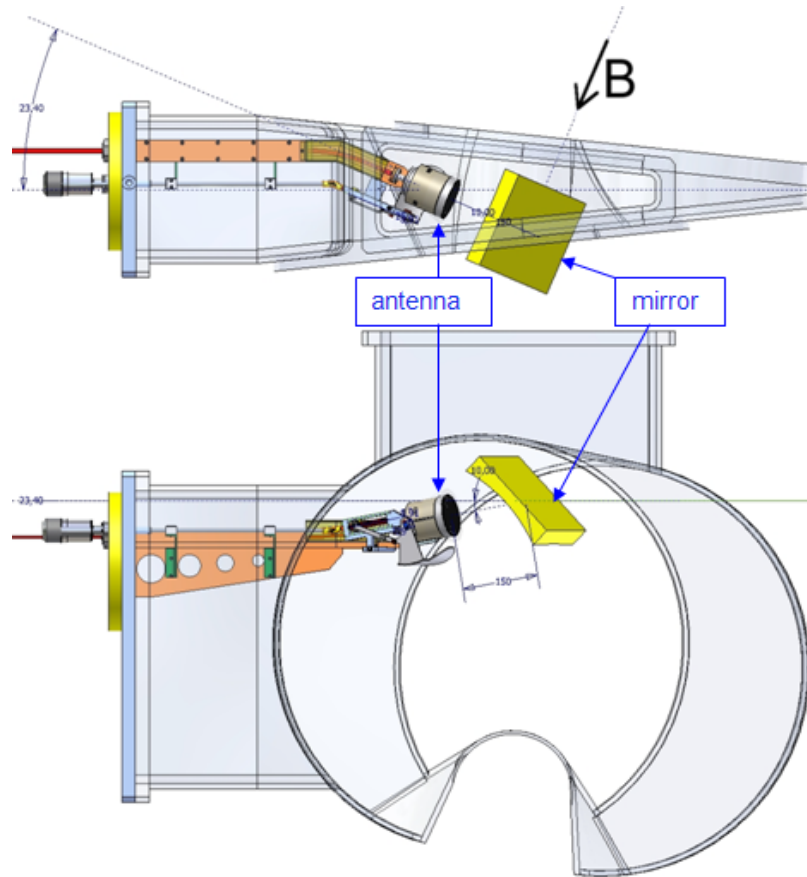


Figura 4.6: Reflectómetro Doppler en el interior de la cámara de vacío de TJ-II

El sistema cuenta también con un espejo elipsoidal orientable para focalizar el “*beam waist*” en la capa de corte; mediante el espejo también se cambia el ángulo de incidencia de la onda con respecto a la normal a la superficie de corte θ , de esta manera se seleccionan las estructuras turbulentas a estudiar. El rango angular del espejo con respecto a $\theta = 0$ (reflectometría convencional) cubre desde $+21^\circ$ hasta -19° . Este rango angular permite un acceso a un rango espectral de números de onda desde 1.5 cm^{-1} hasta 15 cm^{-1} .

Debido a las limitaciones del stellarator TJ-II, fundamentalmente a que este carece de bobinas superconductoras para hacer pulsos de larga duración, el espejo permanece fijo durante los mismos.

4.4. Calibración del Reflectómetro Doppler

La medida de la v_{\perp} se realiza a partir de la frecuencia del pico Doppler y no requiere una calibración del sistema. Sin embargo, la potencia de la señal enviada al plasma depende del hardware del sistema (sintetizadores, dobladores, aisladores, etc ...), por ello el reflectómetro Doppler ha de ser calibrado para la medida del espectro en número de onda ($S(k_{\perp})$). Inicialmente el sistema fue construido con dos canales que trabajaban en la banda Q (33-50 GHz) [70]. En Julio de 2012, el hardware se modificó debido a que se insertó un nuevo canal que trabaja en la banda V (50-75 GHz) [71].

La figura 4.7 muestra un esquema del sistema de microondas del reflectómetro Doppler instalado en TJ-II [71, 76]. La parte del reflectómetro que se calibra son los dispositivos que se encuentran hacia la izquierda desde la ventana de vacío (sintetizadores, mezcladores, etc...). Desde la ventana de vacío hacia la derecha se encuentran las guías de onda cuyo recorrido termina en la antena del reflectómetro, estos componentes junto con el espejo se encuentran dentro de la cámara de vacío de TJ-II, lo que dificulta su calibración.

Para realizar la calibración es preciso unir las guías de onda que llegan a la ventana de vacío mediante un atenuador que se utiliza para evitar la saturación del sistema, de esta forma la potencia emitida por el sistema pasa directamente a la parte receptora.

Con respecto a la forma en la que se llevó a cabo la calibración, se fijó una potencia de atenuación, se programó el reflectómetro para que emitir en las frecuencias y canales deseados y finalmente se registraron las amplitudes recibidas por el sistema para cada frecuencia y canal $P(f_0)$.

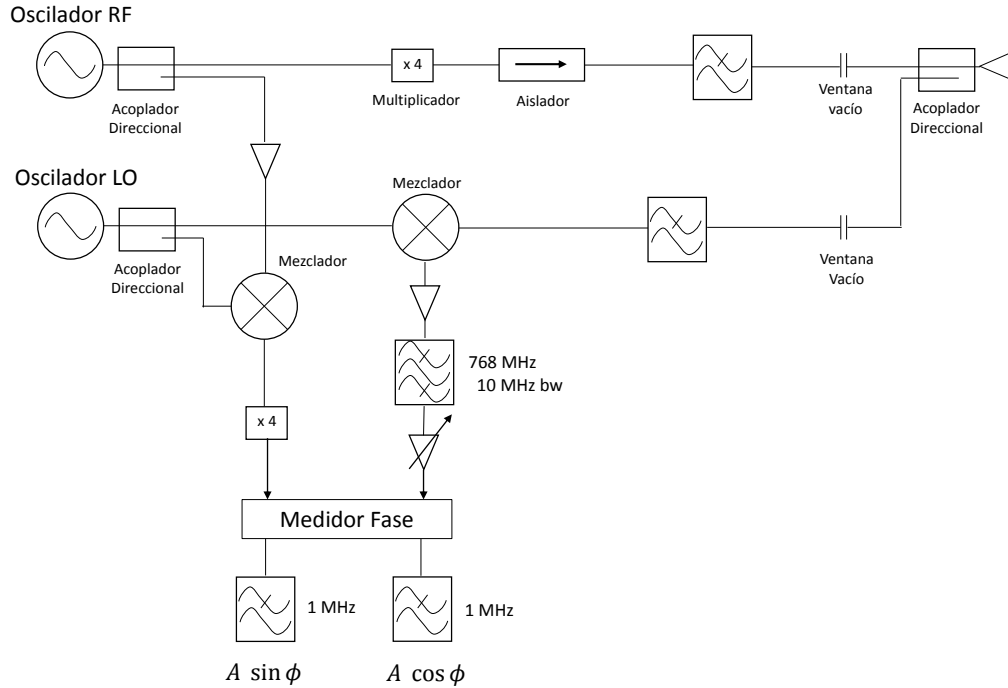


Figura 4.7: Esquema del sistema de microondas del reflectómetro Doppler de TJ-II.

En la figura 4.8 se muestran sólo algunas de las frecuencias calibradas. En dicha figura se puede observar la potencia en decibelios recibida (ordenadas) para cada frecuencia (abscisas) tanto para el canal 1 como para el canal 2.

El objetivo de la calibración consiste en poder comparar valores relativos de potencia de distintos canales y frecuencias. Ello permite medir el nivel de fluctuaciones de densidad a distintos números de onda. En concreto la potencia real viene dada por la ecuación 4.22:

$$S(f_D)_{real} = S(f_D)_{med} - G - P(f_0) \quad (4.22)$$

donde $S(f_D)_{med}$ es la potencia medida en el experimento, $P(f_0)$ es la potencia de calibración para ese canal y esa frecuencia f_0 (valores mostrados en la figura 4.8) y G la ganancia de cada canal del sistema fijada en cada experimento.

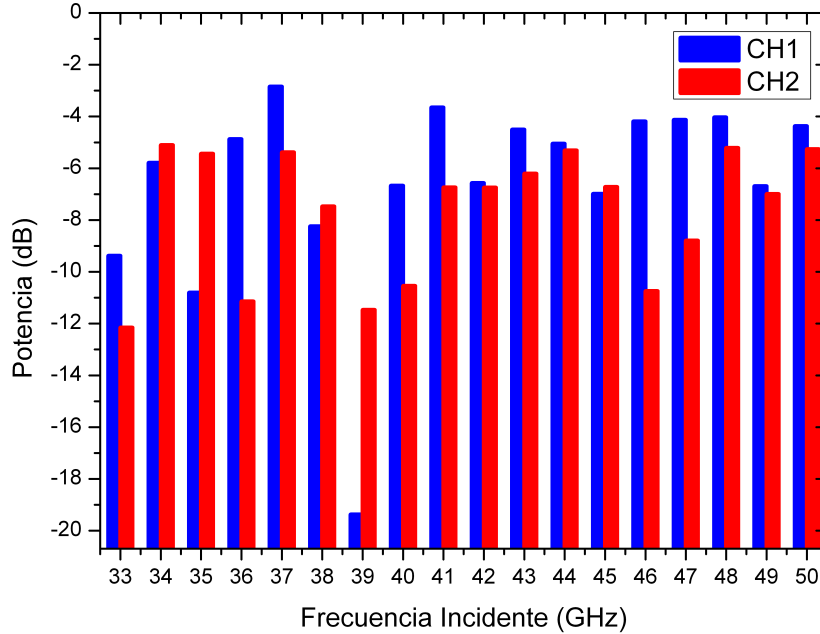


Figura 4.8: (#202129 y #202134) Potencia de los canales de la banda Q para distintas frecuencias.

En este trabajo los datos presentados en el capítulo 5 tienen medidas de $S(k_{\perp})$ en plasmas ECRH (realizadas antes de Julio de 2012) a las que no se les ha aplicado calibración debido a que no se dispone de dichos datos, mientras que las medidas de NBI sí se le ha aplicado la calibración pertinente. Por ello no se puede comparar directamente la amplitud de los espectros en número de onda medidos en ambos experimentos, solo se pueden comparar los índices espectrales, es decir, la variación de la amplitud de las fluctuaciones para los diferentes números de onda.

Capítulo 5

Longitud de Correlación Radial Medida con Reflectometría Doppler

5.1. Introducción

Las medidas de longitud de correlación radial (L_r) son interesantes actualmente en la física de plasmas, ya que podrían ayudar a explicar fenómenos de transporte anómalo y efectos de la turbulencia que a día de hoy no se comprenden totalmente.

En la reflectometría convencional la interpretación de la medida de L_r ha sido siempre compleja, lo que ha provocado que haya tenido más importancia cualitativa que cuantitativa en reflectometría aplicada a plasmas de fusión.

En el año 2011 se presentaron en el décimo congreso internacional de reflectometría los resultados de un estudio analítico [77] en el que se mostraba que la reflectometría Doppler podría facilitar la interpretación de la medida de L_r mediante el ángulo de incidencia.

En concreto, dicho estudio determina que existen dos regímenes de medida de la reflectometría en plasmas, los cuales están determinados por el parámetro ξ , que se define como:

$$\xi \equiv \frac{\delta n_{rms}^2}{n_c^2} \frac{\omega^2 x_c L_r}{c^2} \ln \frac{x_c}{L_r} \quad (5.1)$$

donde δn_{rms} es la RMS (*Root Mean Square*) de la amplitud de la turbulencia, n_c es la densidad del plasma en la posición de la capa de corte, ω es la frecuencia de la onda electromagnética lanzada, x_c es la distancia desde el borde del plasma hasta la capa de corte, L_r es la longitud de correlación radial de la turbulencia y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Cuando el parámetro $\xi \gg 1$, el régimen de medida en el que está midiendo el reflectómetro Doppler es no lineal, mientras que si $\xi \ll 1$ se habla de régimen lineal.

En reflectometría convencional, cuando se está midiendo en régimen lineal y en presencia de fluctuaciones de densidad cuya componente radial (k_r) tenga una longitud de onda larga, se produce Forward Scattering (FS), lo que contribuye a sobrestimar L_r [78]. Dicho estudio teórico prevee que la L_r medida se podría acercar a valores de L_r de la turbulencia al incrementar el ángulo que existe entre la normal a la capa de corte y la dirección de propagación del haz. Estudios previos llevados a cabo en el tokamak ASDEX Upgrade mostraron un mejor comportamiento de L_r medida con reflectometría Doppler respecto a la medida con reflectometría convencional [79].

Una forma de estimar el FS es utilizando el parámetro adimensional σ .

$$\sigma(\theta) = \frac{2\omega}{c} L_r \left(1 + \frac{\omega_0^4 \omega^2}{4L_N^2 c^2} \right)^{-1/2} \sin^2(\theta) \quad (5.2)$$

Donde L_N es la longitud característica del gradiente de densidad en la posición de la capa de corte, ω es la frecuencia de la onda, L_r es la longitud de correlación radial de las fluctuaciones de densidad, ω_0 es el beam waist y θ es el ángulo de la antena. Ángulos de antena para los que $\sigma(\theta) \ll 1$ hacen que domine el FS, mientras que $\sigma(\theta) \gg 1$ producen un efecto del FS despreciable.

Hasta aquí se han presentado los resultados de un estudio teórico [80, 81] que sugieren que la reflectometría Doppler podría estimar correctamente L_r . En la siguiente sección se contrastarán estos resultados con los obtenidos mediante simulaciones numéricas llevadas a cabo en el Laboratorio Nacional de Fusión (LNF) [82] y con los resultados experimentales [71, 83] obtenidos mediante el reflectómetro Doppler (RD) instalado en el stellarator TJ-II.

5.1.1. Estudio de la Medida de L_r Mediante el Código de Onda Full-Wave

El estudio teórico [80, 81] presentado en la sección anterior fue contrastado mediante un estudio numérico [82] llevado a cabo mediante un código Full-Wave bidimensional [84]. Se puede encontrar una descripción de este código en el apéndice B). Uno de los objetivos fundamentales de dicho estudio numérico consistió en conocer para qué ángulos se puede despreciar la contribución del FS (por lo tanto obtener una correcta interpretación de L_r). Como ya se ha mencionado la contribución del Backscattering (BS) domina para valores $\sigma(\theta) \gg 1$, en cambio la contribución del Forward Scattering (FS) domina para valores $\sigma(\theta) \ll 1$. El valor $\sigma = 1$ es aquel para el cual la aportación del FS deja de ser dominante. Sustituyendo dicho valor en la ecuación 5.2 y despejando el ángulo θ^* , queda:

$$\sin^2(\theta^*) = \frac{c}{2\omega L_r} \left(1 + \frac{\omega_0^4 \omega^2}{4L_N^2 c^2} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

Para ángulos $\theta > \theta^*$, la contribución del FS es despreciable, cosa que no ocurre para ángulos $\theta < \theta^*$. Tal y como muestra la ecuación 5.3, el ángulo θ^* para el cual el FS comienza a ser despreciable depende a su vez de la L_r de la turbulencia, por lo tanto para conocer el ángulo óptimo deberíamos de conocer previamente L_r que es precisamente la magnitud que nos interesa y que desconocemos a priori.

Los parámetros que se utilizaron en las simulaciones fueron similares a los que se utilizan experimentalmente, una frecuencia del haz $f = 40GHz$, un beam-waist $\omega_0 = 1,29cm$ y un gradiente de densidad de la capa de corte $L_N = 7cm$.

En el estudio numérico se simuló la medida de L_r al variar el ángulo de incidencia ($0^\circ \leq \theta \leq 50^\circ$) en tres regímenes de medida diferentes: régimen lineal $\delta n_{RMS}/n_c = 1\%$ ($\xi = 0,08$), régimen intermedio $\delta n_{RMS}/n_c = 8\%$ ($\xi = 5,27$) y régimen no lineal $\delta n_{RMS}/n_c = 15\%$ ($\xi = 18,53$). Los resultados de dichas simulaciones mostraron que en regímenes lineales e intermedios para ángulos de incidencia $\theta < 20^\circ$, la L_r se sobrestima, probablemente debido a la contribución del FS que existe para dichos ángulos. Para ángulos $\theta > 30^\circ$ la L_r se subestima, hecho que no está en concordancia con la predicción teórica. En régimen no lineal la L_r es

subestimada para cualquier ángulo. Sin embargo, en regímenes de bajo o moderado nivel de turbulencia, se observa que existe un ángulo de incidencia para el cual la L_r es correctamente estimada. Para las condiciones consideradas en la simulación, dicho ángulo corresponde aproximadamente a $\theta_{optimo} \approx 25^\circ$

5.2. Estudio Experimental de L_r

Los resultados analíticos y numéricos antes mencionados motivaron estudios experimentales llevados a cabo en el stellarator TJ-II a través del RD allí instalado. Para ello se realizaron experimentos en plasmas ECRH así como en NBI [71, 83] y se compararon con los estudios analíticos y numéricos antes mencionados.

5.2.1. Experimentos realizados en plasmas calentados con ECRH

En este primer grupo de experimentos, se han producido plasmas ECRH en TJ-II. Estos han sido calentados mediante dos girotrones a una potencia total de 500 kW. La configuración magnética utilizada ha sido la estándar 100_44.64. Se han explorado dos regiones, la primera está localizada cerca del borde del plasma ($0,85 \leq \rho \leq 0,9$) y la segunda en una posición más interna ($0,70 \leq \rho \leq 0,75$). La figura 5.1(a) muestra la evolución temporal de la temperatura y la densidad electrónicas de una descarga representativa de las analizadas.

Tal y como se definió en la sección 3.1.3, L_r es la distancia radial a la cual la coherencia media disminuye a un valor $1/e$. El RD es un sistema capaz de medir la coherencia media en distintas regiones radiales del plasma, tal y como se ha mencionado en el apartado 4.3. Este posee dos canales que pueden trabajar de forma simultánea e independiente, de manera que cada canal mide las fluctuaciones de densidad en un punto radial del plasma en el mismo instante. Para obtener el perfil de la coherencia media, se fija una frecuencia en el primer canal, mientras que la frecuencia en el segundo canal varía con respecto al primero. La figura 5.1(b) muestra la configuración de frecuencia de los canales para estos experimentos; mientras el canal 1 se mantiene a frecuencia fija, el canal 2 tiene incrementos de frecuencia de 200 MHz con respecto al primero. Además el ángulo del haz se ha variado descarga a descarga desde 0° (incidencia normal) hasta 19° , para estudiar el comportamiento de L_r en cada ángulo.

Medida Experimental de L_r

Un ejemplo de los espectrogramas de las señales obtenidas por el reflectómetro Doppler para los experimentos de longitud de correlación radial, se muestra en la figura 5.2. En el eje de ordenadas está representada la frecuencia, en el eje de abscisas está representado el tiempo y el código de colores muestra la potencia de la onda reflejada. La descarga de la cual se ha obtenido la figura 5.2 tiene la densidad y temperatura electrónicas constantes a lo largo del tiempo de disparo similar a la mostrada en la figura 5.1(a). La figura 5.2(a) muestra el espectrograma para el canal 1, en ella se muestran varios tramos, de 140-180 ms, de 180-220 ms, etc..., en cada uno de esos tramos la frecuencia del canal 1 ha sido constante, en concreto para el tramo de 140 ms a 180 ms la frecuencia ha sido de 36.5 GHz. En la figura 5.2(b) se muestra el espectrograma para el canal 2, en ella se pueden ver distintas franjas, cada una de ellas tiene una duración de 5 ms, tiempo en el que la frecuencia del canal 2 es constante. La

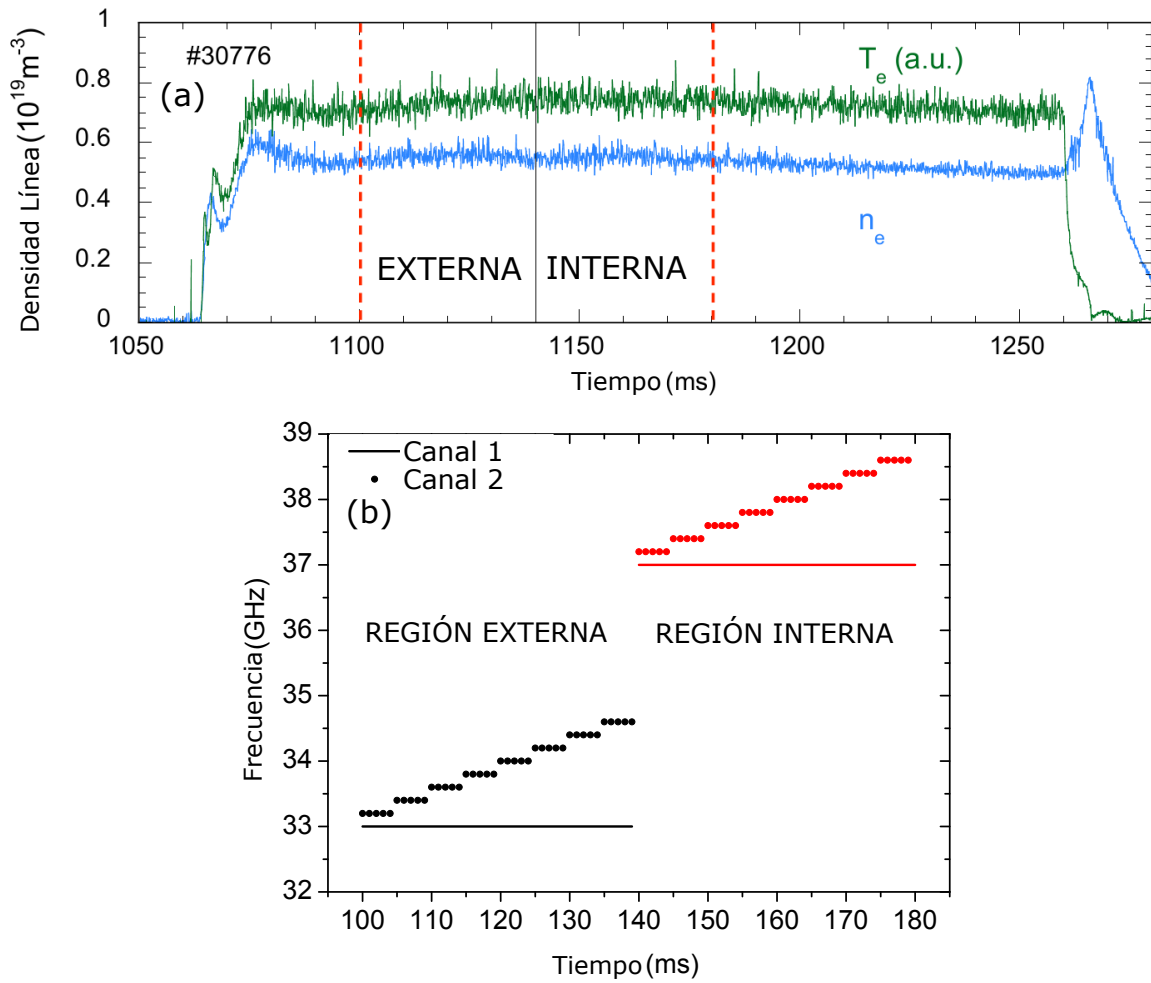


Figura 5.1: (a) Evolución temporal de la temperatura y la densidad electrónicas. Dos ventanas espacio-temporales han sido exploradas en experimentos ECRH: la región externa medida durante el intervalo temporal 1100 hasta 1140 ms y la región interna medida desde 1140 hasta 1180 ms. (b) Configuración de los canales de frecuencia a lo largo del tiempo de descarga para explorar ambas regiones.

frecuencia del primer escalón es 0.2 GHz mayor que la del canal 1, en el resto de escalones la frecuencia se incrementa 0.2 GHz con respecto al escalón anterior.

La figura 5.2 muestra dos líneas a trazos que delimitan la ventana temporal en la que se ha medido la coherencia media (utilizando las ecuaciones mostradas en la sección 3.1.3). El análisis de coherencia de este tramo se presenta en la figura 5.3; en las figuras de la izquierda, se muestra la transformada de Fourier de las señales del canal 1 en color azul, mientras que la transformada de Fourier de la señal del canal 2 se muestra en color verde. A la derecha de los espectros de frecuencia de los dos canales se muestra el espectro de coherencia que corresponde a ese análisis.

La figura 5.4(a) muestra el número de onda perpendicular de las fluctuaciones de densidad medido en función de ρ en plasmas ECH. Los círculos huecos indican que se ha medido con el canal 2, mientras que los círculos rellenos pertenecen al canal 1. Las medidas obtenidas en la dirección de radios decrecientes indican un aumento de la frecuencia del canal, mientras que las medidas en la dirección de números de onda crecientes se obtienen incrementando

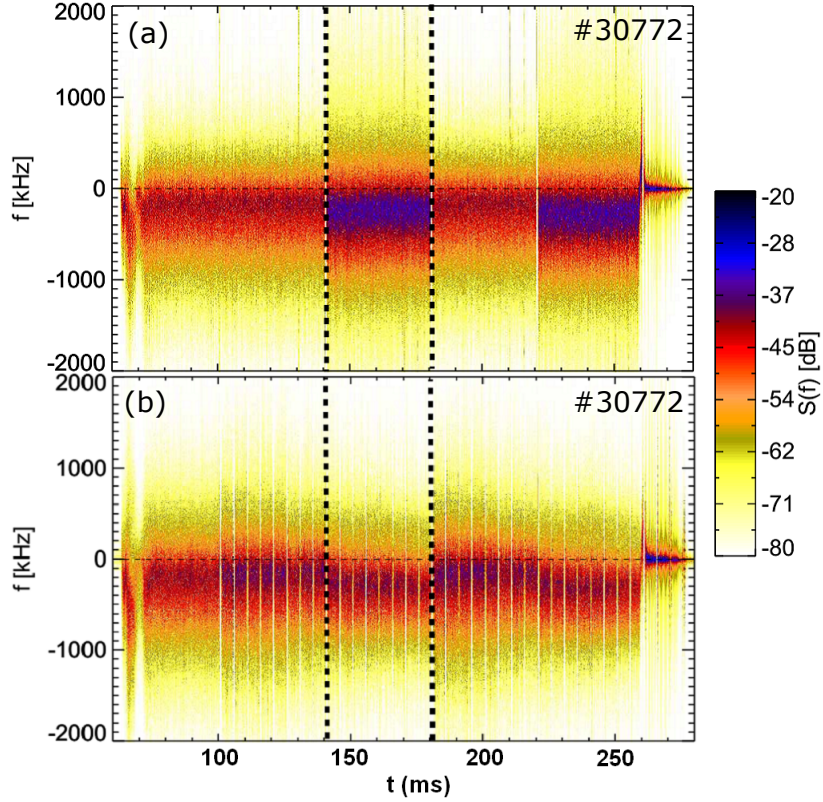


Figura 5.2: Espectrogramas de las señales del reflectómetro Doppler. En esta descarga se midió el perfil de coherencia media en dos regiones del plasma. En (a) se muestra el espectrograma del canal 1 el cual han utilizado las frecuencias de 33 GHz y de 36.5 GHz de forma alternante. En (b) se muestra el espectrograma del canal 2, el cual ha utilizado 8 escalones temporales, en el primer escalón se incrementa la frecuencia 0.2 GHz con respecto a la frecuencia del canal 1, en el resto se incrementa dicha cantidad con respecto al escalón anterior.

el ángulo de incidencia. En esta figura se puede comprobar que el ángulo de incidencia nos permite seleccionar la escala de la turbulencia a estudiar, como ya se mencionó en la sección 4.2.2. El código de colores utilizado en la figura 5.4 utiliza el negro para la región externa y el rojo para la región interna; este código será utilizado a lo largo del capítulo.

El número de onda perpendicular en función de ρ se ha obtenido mediante el código de trazado de rayos TRUBA [85] que ya ha sido empleado en plasmas de TJ-II para experimentos de calentamiento. TRUBA resuelve las ecuaciones del trazado de rayos en la geometría tridimensional de TJ-II, calculando en cada punto de la trayectoria del haz los números de onda incidentes perpendiculares ($K_{\perp,i}$) y paralelos ($K_{\parallel,i}$) al campo magnético. Para poder realizar cálculos aplicados al reflectómetro Doppler de TJ-II se requieren varios elementos de entrada: la configuración magnética, el perfil de la densidad electrónica $n_e(\rho)$, la frecuencia de microondas f_0 y el ángulo del espejo θ .

La figura 5.4(b) muestra el perfil de densidad electrónica (azúl) para una descarga representativa de las descargas analizadas. Las áreas rayadas corresponden a las zonas exploradas; externa (negro) e interna (rojo). El perfil de densidad se ha medido utilizando un análisis Bayesiano [86] aplicado a datos experimentales obtenidos utilizando interferometría de microondas, Thomson scattering [87] y reflectometría AM [88]. El espectro en número de onda

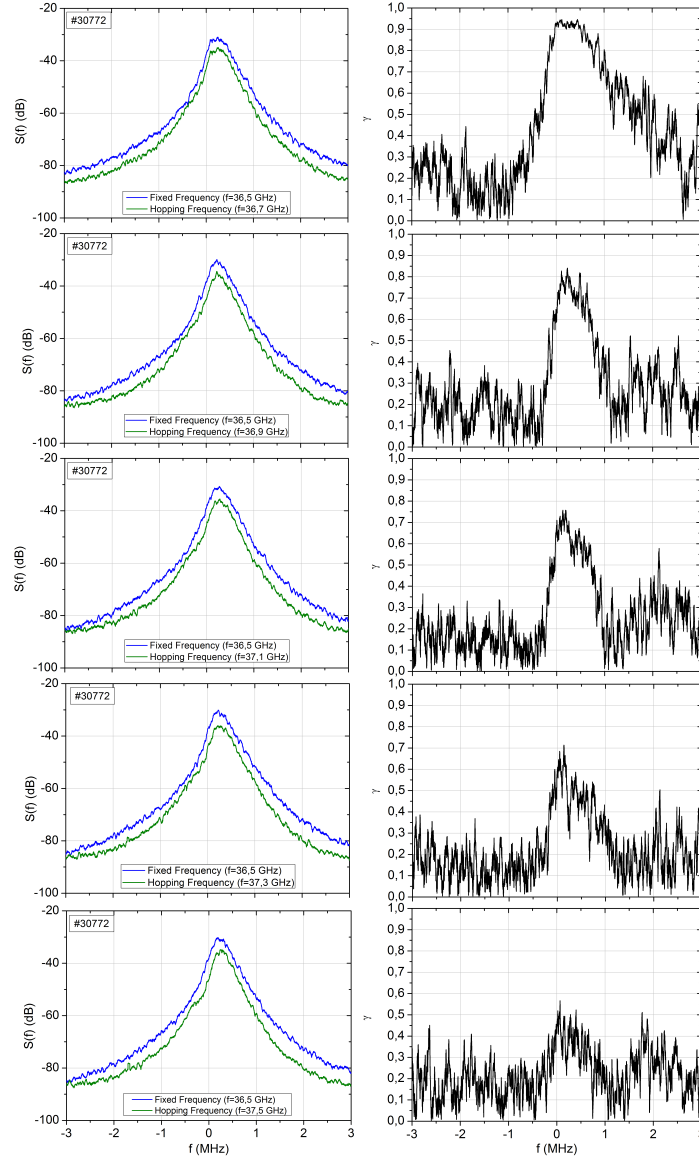


Figura 5.3: Izquierda: Transformadas de Fourier para los escalones señalados en la figura 5.2. En azul se muestran las señales del canal 1, mientras que en verde se muestran las del canal 2. Derecha: Coherencia espectral para los escalones analizados en la figura 5.2. En esta figura se observa claramente como a medida que incrementa la distancia radial en la que se reflejan las señales disminuye la coherencia media.

perpendicular medido en la región externa e interna se muestra en las figuras 5.5(a) y 5.5(b) respectivamente. En ambos casos pueden distinguirse dos rangos diferentes de número de onda en el espectro; se observa una amplitud similar y bastante constante para números de onda menores que $k_{\perp} \simeq 5 \text{ cm}^{-1}$; a escalas de la turbulencia más pequeñas, $k_{\perp} > 5 \text{ cm}^{-1}$, la amplitud de las fluctuaciones cae, siendo la caída más pronunciada en la región interna del plasma. Como resultado, se encuentra una marcada diferencia en el nivel de turbulencia para $k_{\perp} > 5 \text{ cm}^{-1}$ al comparar ambas regiones de plasma.

El perfil de coherencia de las fluctuaciones de densidad medidas a diferentes ángulos de haz se muestra en la figura 5.6 para ambas regiones de plasma. El parámetro Δr_{eff} , se define

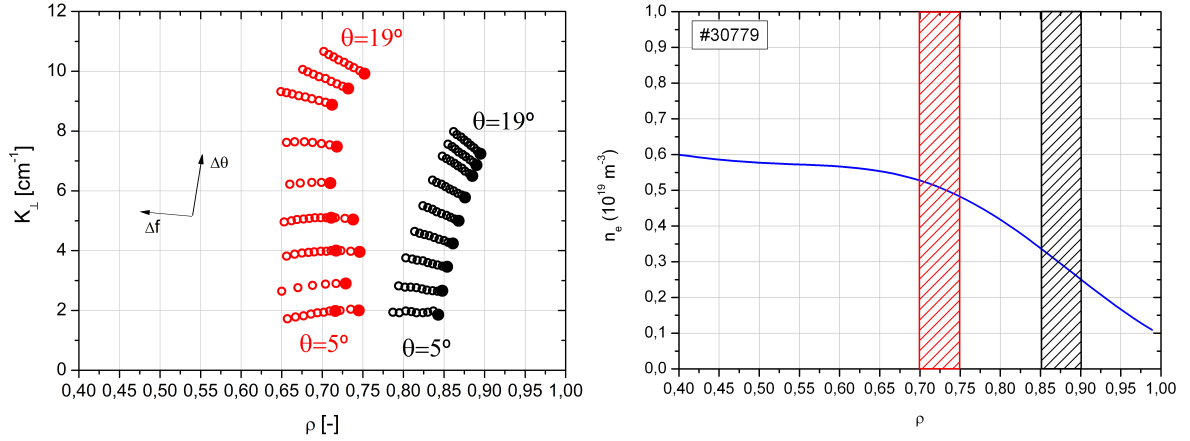


Figura 5.4: (a) Número de onda perpendicular de las fluctuaciones de densidad en función de ρ . Los círculos rellenos significan la frecuencia fija (canal 1), mientras que los círculos huecos son los escalones de frecuencia (canal 2). (b) Perfil de densidad (azul), región interna explorada (rectángulo rojo rayado) y región externa explorada (rectángulo rayado negro).

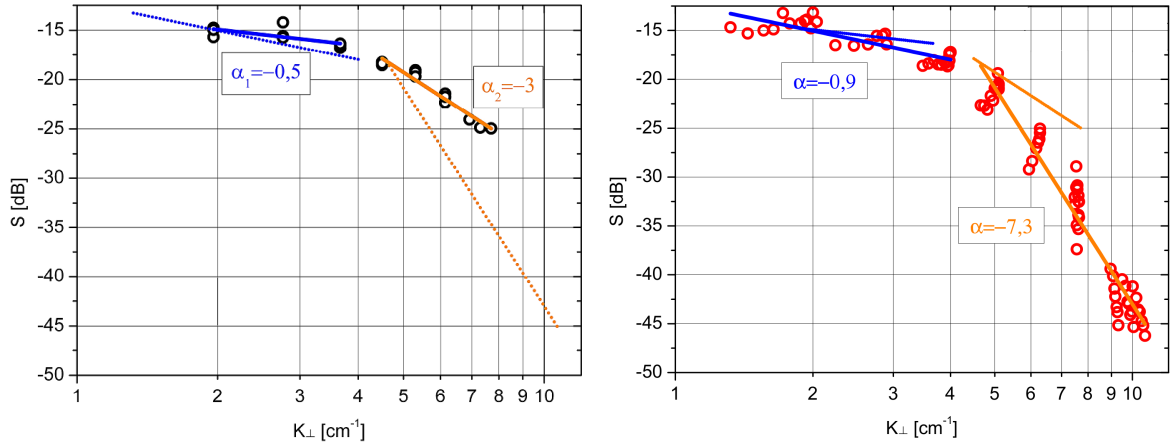


Figura 5.5: Espectro en número de onda perpendicular vs. K_{\perp} medido en la región externa (a) y en la región interna (b). Las líneas a puntos representan el ajuste del espectro en número de onda medido en las regiones interna/externa respectivamente.

como $\Delta r_{eff} = \Delta \rho \cdot a$ donde a es el radio medio de plasma. El ángulo θ_N recibe el nombre de incidencia nominal y se refiere al ángulo de incidencia con respecto a la incidencia normal. Otro ángulo del que se hablará más adelante es el efectivo (θ_{eff}), se trata del ángulo que forma el haz con respecto a la normal a la capa de corte.

L_r en la región externa muestra una ligera dependencia con θ_N , variando desde 0.5 cm hasta 0.3 cm. Esta longitud de correlación es más corta que la longitud de onda del haz, dado que la longitud de la onda del haz define la resolución espacial del diagnóstico, la interpretación de la medida de L_r en ese caso es cuestionable. Por el contrario en la región interna, L_r muestra una pronunciada dependencia con θ_N , variando desde 2 hasta 0.3 cm. Comparando ambas regiones para ángulos nominales pequeños, la L_r medida en la región interna es mayor que la medida en la región externa, sin embargo para ángulos nominales grandes; la L_r es similar en ambas regiones.

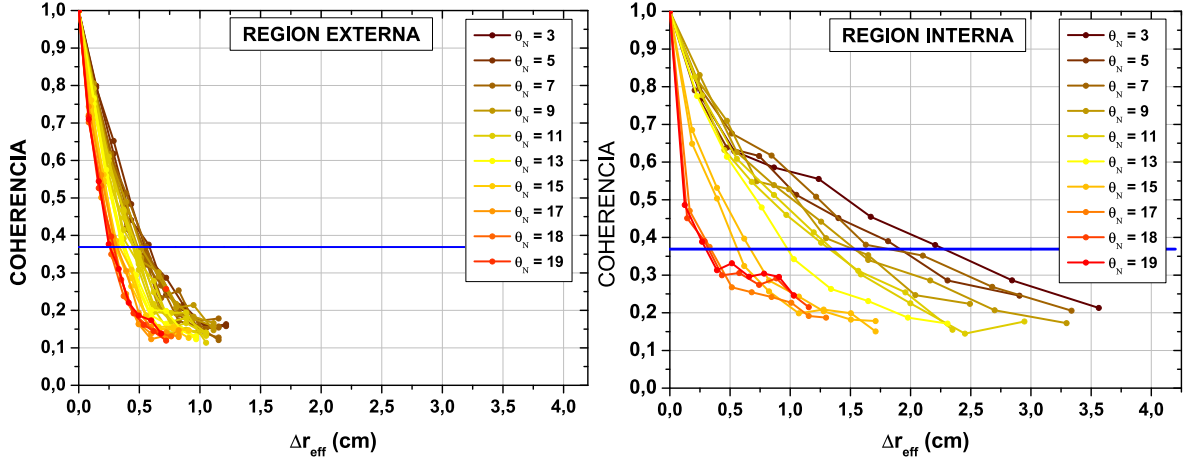


Figura 5.6: (a) Coherencia vs. Δr_{eff} medido en la región externa y (b) en la región interna.

Comparación con Simulaciones

Para interpretar los resultados experimentales, recurrimos a las simulaciones [82], realizadas mediante un código Full-Wave bidimensional (apéndice B) ya descritas en 5.1.1.

El código de onda completa, utiliza un modelo de plasma slab, esto hace que $\theta_N = \theta_{eff}$, por el contrario en TJ-II la curvatura del plasma hace que $\theta_N \neq \theta_{eff}$.

Para poder comparar los resultados experimentales con las simulaciones, es necesario expresar L_r en función del mismo ángulo, calculándose θ_{eff} a partir de θ_N . Para ello se introduce

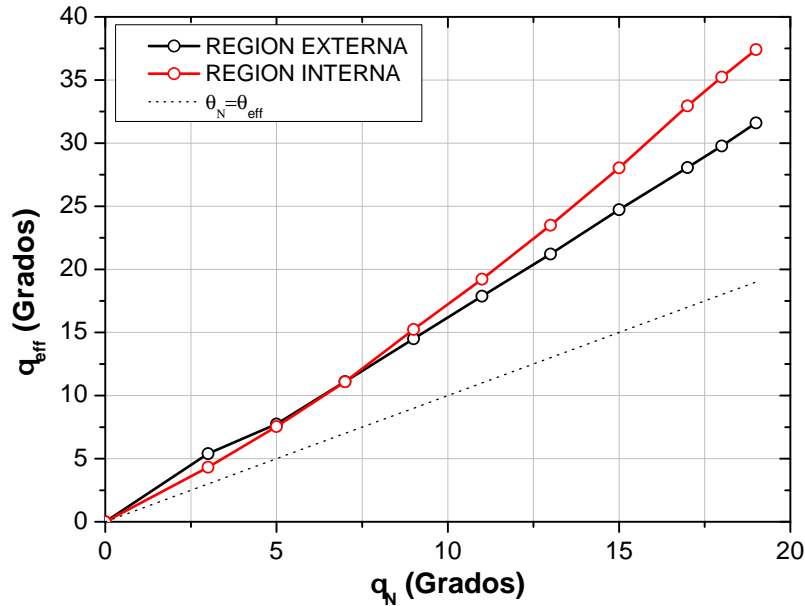


Figura 5.7: θ_{eff} vs. θ_N en la región interna de plasmas ECRH (curva roja), en la región externa de plasmas ECRH (curva negra) y en plasmas NBI (curva naranja)

el valor de θ_N y la frecuencia de la onda en el código de trazado de rayos TRUBA. El código calcula K_{\perp} , siendo éste el que se introduce en la condición de Bragg (ecuación 4.10) además del número de onda K_0 , obteniéndose θ_{eff} . El valor de θ_{eff} vs. θ_N para distintas regiones se

representa en la figura 5.7, nótese que a grandes ángulos del haz $\theta_{eff} \approx 2 \cdot \theta_N$.

Una vez que θ_{eff} puede ser expresado en términos de θ_N , la L_r puede ser representada en función del ángulo de incidencia para las regiones y plasmas estudiados.

La comparación entre los resultados de las simulaciones y los experimentos muestra que, las medidas de coherencia simuladas en un régimen no lineal exhiben un comportamiento similar a las medidas experimentales de coherencia realizadas en la región externa en plasmas ECRH (figura 5.6(a)), es decir en estos casos L_r exhibe una ligera dependencia con el ángulo de incidencia. Por el contrario, las medidas de coherencia simuladas en el régimen lineal presentan un comportamiento similar a las medidas en la región interna de plasmas ECRH (figura 5.6(b)); una fuerte dependencia con el ángulo de incidencia puede observarse en ambos casos. La figura 5.8(a), muestra las medidas de L_r en función del ángulo de incidencia simuladas en régimen lineal y no lineal y la figura 5.8(b) muestra la medida de L_r en la región externa del plasma (obtenidas a partir de los perfiles de coherencia de la figura 5.6(a)) y en la región interna (obtenidas a partir de los perfiles de coherencia de la figura 5.6(b)). La comparación apunta a que el reflectómetro Doppler ha operado en régimen lineal en la zona interna, mientras que en la zona externa lo ha hecho en régimen no lineal.

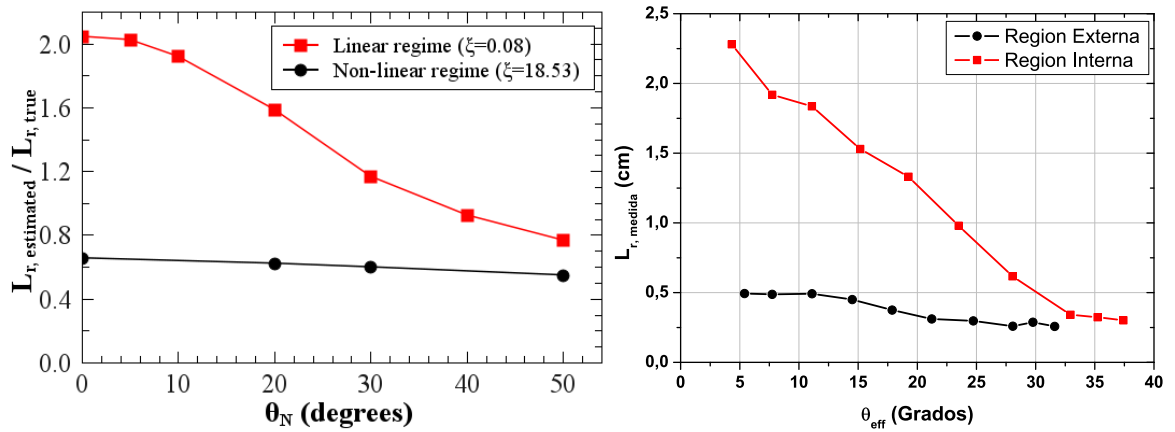


Figura 5.8: (a) L_r obtenida en simulaciones para regímenes lineal y no lineal. (b) Medidas experimentales de la L_r en las regiones interna (curva roja) y externa (curva negra) de plasmas ECRH.

Determinación de L_r en Régimen Lineal

Tal y como se ha mencionado en la sección 5.1, si $\sigma(\theta) \ll 1$, el efecto de FS domina, mientras que si $\sigma(\theta) \gg 1$, la contribución de FS será despreciable dominando la contribución del Bragg backscattering. La transición entre la contribución de ambos efectos se da cuando $\sigma(\theta) = 1$. El ángulo θ que resulta de hacer el parámetro $\sigma(\theta) = 1$ y por lo tanto de reducir aceptablemente la contribución del FS se designa θ^* y su expresión se puede ver en la ecuación 5.3

Las simulaciones [82] han demostrado que este ángulo θ^* es adecuado para obtener una buena estimación de L_r en régimen lineal. El método descrito en el trabajo numérico [82] para determinar la L_r ha sido utilizado experimentalmente. El procedimiento que se ha llevado a cabo en TJ-II se puede explicar como sigue:

El ángulo del haz se varía desde incidencia normal hasta $\theta_{eff} = 39^\circ$. Se calcula L_r a partir del perfil de coherencia para cada ángulo del haz utilizado. Después la L_r se representa para cada ángulo del haz en función del θ_{eff} (curva roja de la figura 5.9). En el mismo gráfico se representa $\theta^*(\theta_{eff})$ calculado a partir del valor de L_r medido para cada ángulo según la ecuación 5.3. La línea diagonal de la figura 5.9 representa $\theta_{eff} \equiv \theta^*$, esta curva se utiliza como referencia. El punto más cercano de la curva $\theta^*(\theta_{eff})$ (curva azul) a la diagonal dará la mejor estimación de la longitud de correlación radial para este conjunto de medidas.

En concreto, en estos experimentos se ha obtenido una longitud de correlación radial de $L_r = 1,5$ cm.

El hecho de que θ^* dependa del valor de la L_r de la turbulencia que se quiere medir hace que no sea posible “predecir” cual es el ángulo de incidencia que tenemos que utilizar para obtener el valor correcto de L_r . Se hace necesario por tanto realizar las medidas a diferentes ángulos de incidencia para *a posteriori* determinar el ángulo θ^* que nos proporciona el valor correcto de la L_r . El método que se acaba de explicar es aplicable en régimen lineal, pero no

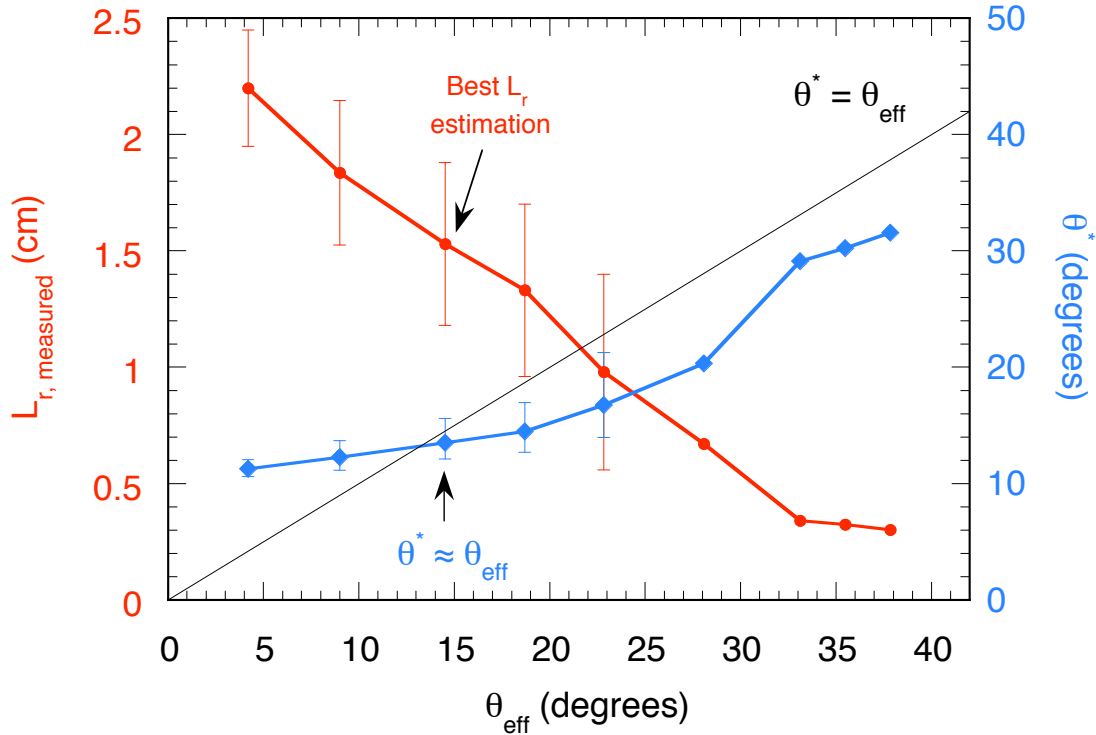


Figura 5.9: La curva roja de la figura es la L_r medida en función de θ_{eff} . La curva azul es θ^* en función de θ_{eff} y calculada para cada ángulo con la L_r medida. El punto de la curva de θ^* que más se aproxime a la diagonal de la figura es el ángulo para el cual se tiene la mejor estimación de la L_r de todo el conjunto de medidas

es aplicable en régimen no lineal. Los trabajos de simulación [82] antes citados indican que en régimen no lineal la medida de L_r subestima el valor real en un rango de factores de 2 a 3. Además, no existe una teoría de correlación radial en reflectometría Doppler en régimen

no lineal sobre la que apoyar las medidas experimentales de L_r

Dependencia de la L_r con la longitud del gradiente de densidad

Con el objetivo de medir L_r en otros escenarios de régimen lineal, se han estudiado plasmas ECH, con una potencia de calentamiento $P_{ECH} = 300$ kW. La densidad media en estos experimentos fué $\bar{n}_e = 0,4 \cdot 10^{19} m^{-3}$, en dichas condiciones se puede medir en regiones más internas mediante reflectometría.

En concreto, para los plasmas que se presentan a continuación se han explorado dos regiones: $\rho = 0,75$ y $\rho = 0,65$. La figura 5.10(a) muestra los perfiles de coherencia medidos en ambas regiones en función del ángulo de incidencia, mientras que en la figura 5.10(b) se muestra el espectro en número de onda de las dos regiones exploradas. Al igual que en los resultados mostrados en las secciones anteriores, en los plasmas obtenidos en estos experimentos, también se observa que la L_r medida en la región interna ($\rho = 0,65$) tiene mayor dependencia con el ángulo que la región externa. Sin embargo, en ambos casos estamos en régimen lineal como

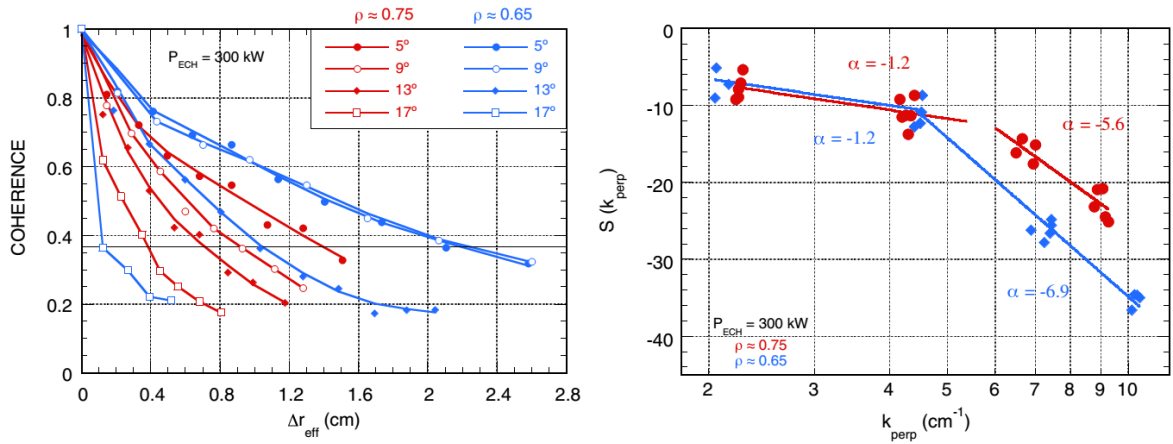


Figura 5.10: La figura de la izquierda muestra la coherencia media como función de la separación radial de los dos canales del reflectómetro. Cada curva de coherencia corresponde a un ángulo de incidencia nominal. Las medidas coloreadas en azul corresponden a las realizadas en la región $\rho \approx 0,65$ y las coloreadas en rojo a $\rho \approx 0,75$. En la figura de la derecha se muestra el espectro en número de onda perpendicular de las fluctuaciones de densidad medido en las dos posiciones radiales.

demuestra la posibilidad de aplicar el procedimiento descrito para obtener L_r , obteniéndose $L_r = 2$ cm en $\rho \approx 0,65$ y $L_r = 0,8$ cm en $\rho \approx 0,75$.

Además se realizaron experimentos en plasmas ECH en los que se varió: la potencia de calentamiento, la configuración magnética y la densidad. En todos los casos se observó que la L_r disminuía al incrementar el ángulo del haz y también se observó que el rango de la L_r variaba entre 0.8 y 2 cm. No se encontró ninguna dependencia de la L_r con ningún parámetro, salvo cuando se representa la L_r en función de la longitud del gradiente de densidad L_N . En la figura 5.11 se representa la L_r en función del gradiente de densidad L_N y se observa como ésta disminuye conforme lo hace L_N , siendo L_r más corta a mayor potencia de calentamiento ECH.

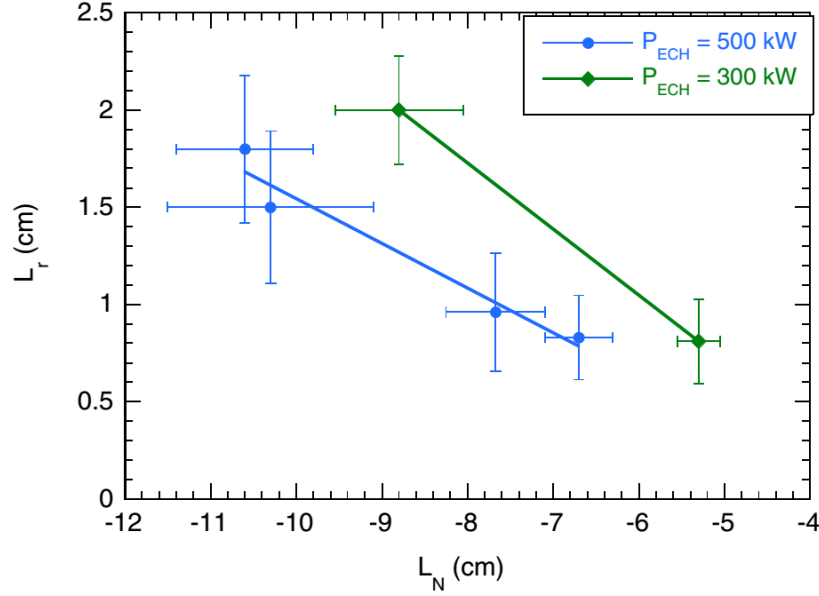


Figura 5.11: Mejor estimación de la longitud de correlación radial que verifica $\theta^* = \theta_{eff}$ como función de la longitud del gradiente de densidad.

5.2.2. Experimentos realizados en plasmas calentados mediante NBI

En estos experimentos los plasmas han sido calentados en tres etapas, en la primera mediante ECRH con dos girotrones en el segundo armónico y en modo-X a una potencia total de 480 kW, en la segunda etapa con los girotrones aún encendidos se activa el inyector de NBI, en la última etapa se apagan los girotrones y se deja únicamente calentamiento de NBI a 550 kW. Es en esta etapa donde se realizan las mediciones de L_r . La configuración

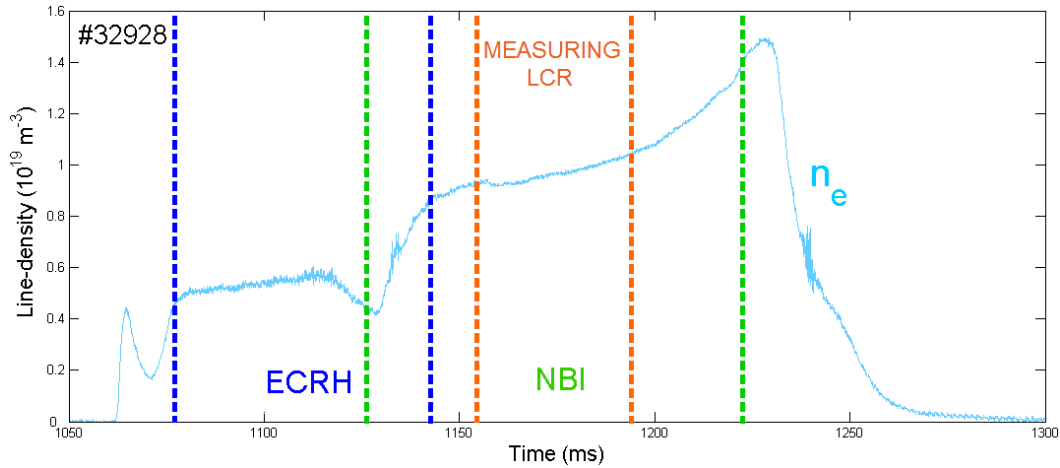


Figura 5.12: Densidad de línea a lo largo del tiempo de disparo. En la figura se muestran distintos tramos, indicando cada uno de ellos una forma de calentamiento del plasma. La evolución de la densidad de línea pertenece a una descarga representativa de las descargas analizadas.

magnética utilizada fue la estandar 100_44_64, la misma que la utilizada en plasmas ECRH. La figura 5.12 muestra la variación de la densidad de línea junto con los distintos métodos

de calentamiento utilizados a lo largo del tiempo del disparo; cuando la densidad de línea es aproximadamente estable (variación máxima de 10 %) y la fase de calentamiento es NBI, es cuando se realizan las mediciones de L_r (entre 1160 y 1180 ms). En la figura 5.12 las líneas discontinuas azules delimitan el intervalo temporal en el cual el plasma se calienta mediante ECRH y las líneas discontinuas verdes delimitan el intervalo en el cual se calienta mediante NBI, por último entre líneas discontinuas naranjas se muestra el intervalo temporal en el cual se ha medido. La configuración del reflectómetro Doppler ha sido similar a la ya explicada en el análisis de plasmas ECRH, con la diferencia de que únicamente se ha explorado una región radial. El número de onda de las fluctuaciones de densidad en función del radio normalizado

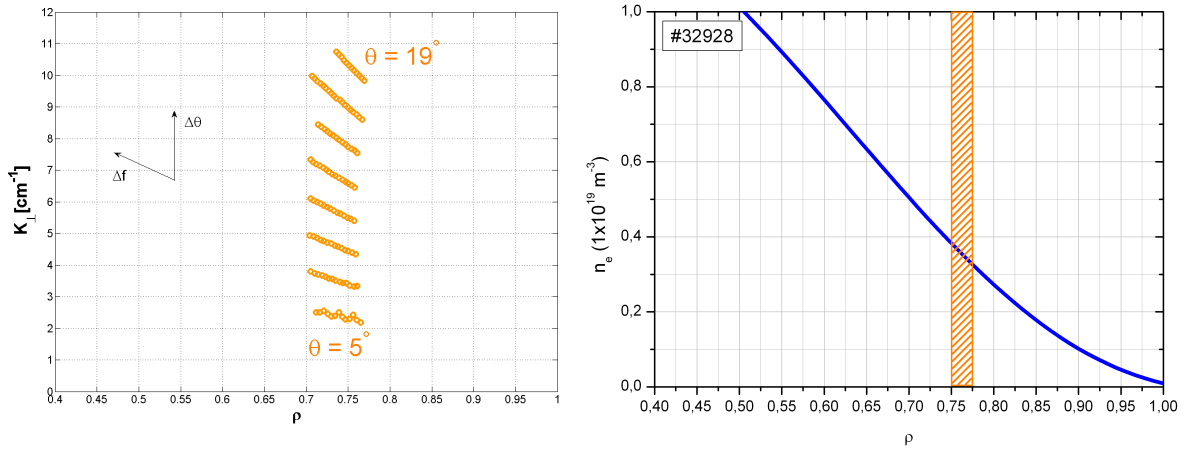


Figura 5.13: **a)** Número de onda de las fluctuaciones de densidad en función de ρ estudiados en plasmas NBI. **b)** Perfil de densidad para una descarga representativa de las estudiadas en plasmas NBI.

para plasmas NBI se muestra en la figura 5.13(a). En la figura 5.13(b) se puede ver un perfil de densidad característico para las descargas estudiadas, donde el rectángulo naranja rayado es la región radial en la cual se ha medido la L_r .

La zona radial en la cual se han realizado los análisis de la L_r en plasmas NBI es $0,75 < \rho < 0,775$, mientras que en los plasmas ECRH la L_r se midió en $0,70 < \rho < 0,75$ (región interna) y en $0,85 < \rho < 0,90$ (región externa), por lo que la variación en la estructura de campo magnético es lo suficientemente pequeña como para que pueda por sí misma producir diferencias entre los resultados de plasmas ECRH y plasmas NBI. El espectro en número de onda se muestra en la figura 5.14, una comparación de este espectro con los obtenidos en plasmas ECRH, muestra una mayor similitud con el medido en la zona interna.

La coherencia se muestra en la figura 5.15 donde el código de colores representa los distintos ángulos nominales θ_N empleados. En dicha figura la L_r muestra una ligera dependencia con la variación del ángulo. La L_r medida en este caso varía desde 0.2 cm hasta 0.9 cm. Comparando la coherencia medida en plasmas NBI (figura 5.15) con la coherencia medida en plasmas ECRH (figura 5.6), se observa mayor similitud con la zona externa en plasmas ECRH. Lamentablemente no se pueden comparar las amplitudes de las fluctuaciones de densidad en plasmas ECRH con las amplitudes en plasmas NBI, ya que cuando se hizo la medida de los primeros, la calibración existente no incluía las frecuencias utilizadas en estos experimentos. Si se aplica el procedimiento antes descrito para estimar la L_r a partir de los perfiles de coherencia medidos en experimentos NBI, se obtiene la figura 5.16. En ella se observa que todos los ángulos efectivos a los que se ha medido L_r son menores que θ^* . En régimen

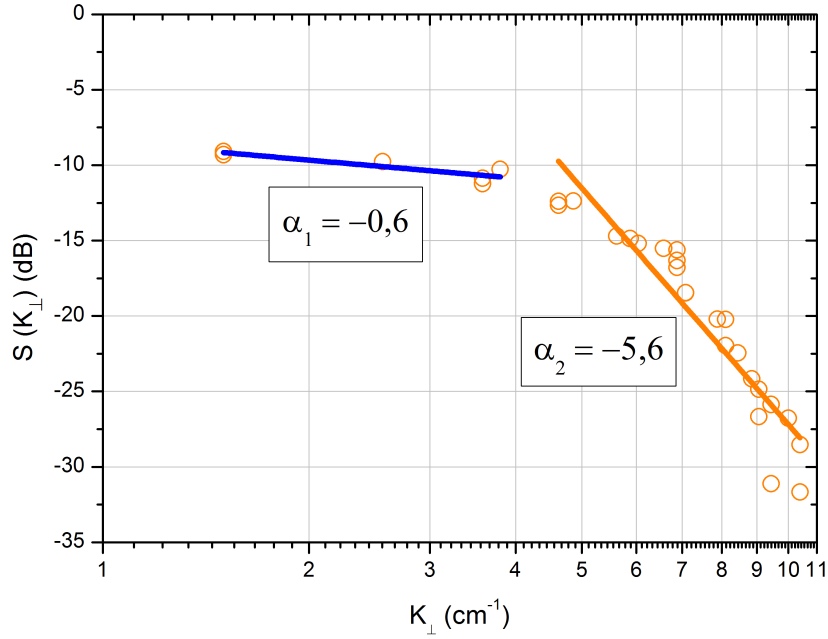


Figura 5.14: Espectro en número de onda perpendicular de las fluctuaciones de densidad en plasmas NBI.

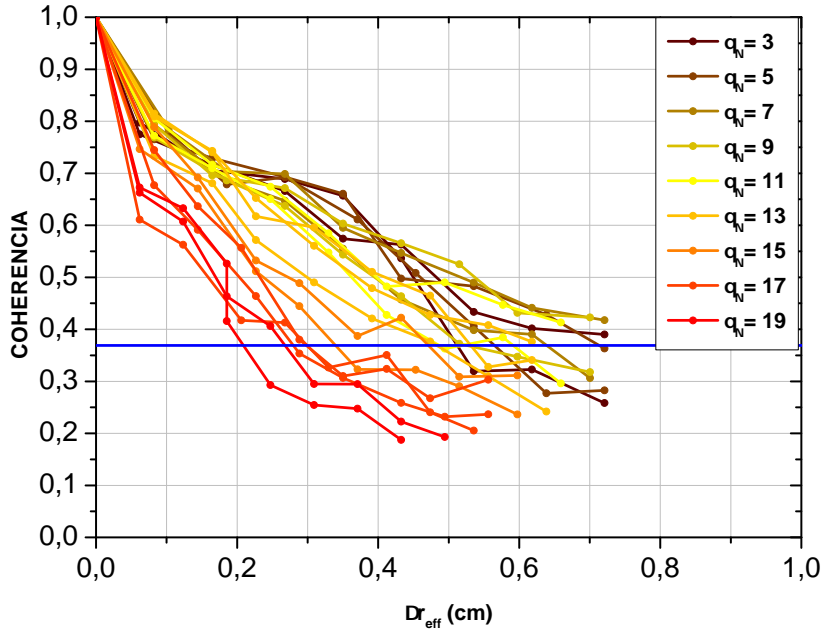


Figura 5.15: Coherencia vs. Δr_{eff} en plasmas NBI. Los distintos colores indican el ángulo de incidencia, siendo $\theta_N = 0^\circ$ la incidencia normal. La línea horizontal azul indica que la coherencia es $1/e$, el punto de corte entre esta recta y la coherencia es la LCR.

lineal, para ángulos nominales pequeños el ángulo efectivo era menor que θ^* , situación que se invertía a medida que aumentaba el ángulo nominal. El hecho de que el ángulo efectivo sea menor que θ^* para cualquier ángulo nominal sugiere que este conjunto de medidas realizado en plasmas NBI se ha realizado en régimen no lineal. Otro indicativo de que se está midiendo

en régimen no lineal en experimentos NBI, es la dependencia de L_r con θ_{eff} . Tal y como se indicaba en [82], una de las características del régimen no lineal es la débil dependencia de L_r con θ_{eff} . Comparando la curva $L_r(\theta_{eff})$ de la figura 5.9 con la mostrada 5.16, se observa que la variación de L_r en los experimentos NBI es muy pequeña.

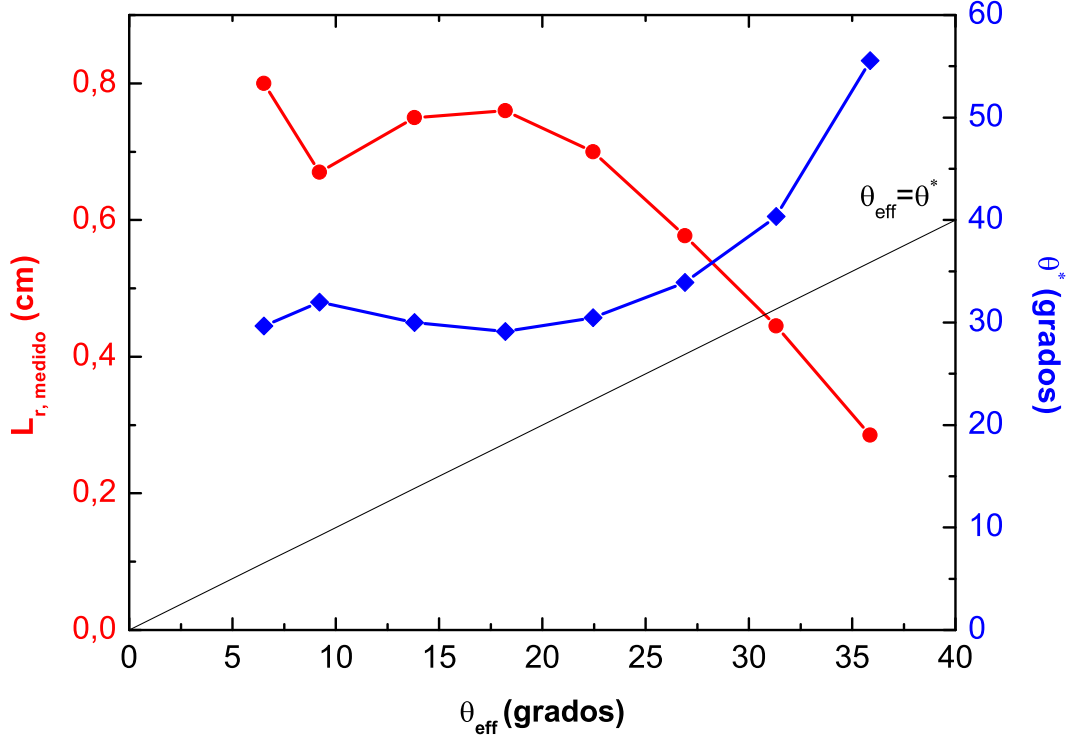


Figura 5.16: La curva roja de la figura es la L_r medida en función de θ_{eff} . La curva azul es θ^* en función de θ_{eff} y calculada para cada ángulo con la L_r medida en experimentos NBI. Ninguno de los puntos de la curva se aproxima a la recta $\theta^* \approx \theta_{eff}$, por lo que no es posible estimar la L_r .

5.3. Resumen y conclusiones

Se ha estudiado el comportamiento de la medida de L_r mediante reflectometría Doppler en plasmas NBI y en dos regiones, externa e interna de plasmas ECRH. Los resultados obtenidos se han comparado con los de otro estudio numérico realizado mediante un código full-wave.

La L_r medida en la zona externa de plasmas ECRH ($L_r \approx 0,3 \sim 0,7$) muestra una ligera dependencia del ángulo de incidencia, rasgo característico de las medidas realizadas en régimen no lineal. Por el contrario, la L_r medida en la zona interna de plasmas ECRH muestra una fuerte dependencia con el ángulo de incidencia, lo que suele ser característico del régimen lineal, ambos resultados están relacionados con la amplitud de las fluctuaciones de densidad. El rango de valores medido en este régimen ha sido $L_r = 2,25 \sim 0,3cm$. En este régimen es posible emplear un método para obtener el ángulo de incidencia óptimo que aporta la mejor estimación de L_r . El mismo método se ha empleado en plasmas NBI, pero el comportamiento del ángulo efectivo frente a θ^* sugiere que el régimen de medida es no lineal, siendo una limitación para poder estimar la L_r por el método descrito anteriormente.

Por otra parte, se ha encontrado una dependencia de L_r con respecto a la longitud del gradiente de densidad L_N , disminuyendo L_r conforme lo hace L_N . Además se ha observado que L_r es más corta a mayores potencias de calentamiento ECRH.

Por último, los resultados experimentales mostrados suponen una validación de los resultados numéricos y proporcionan un método para poder determinar el valor real de L_r utilizando reflectometría Doppler en régimen lineal siempre que las medidas se realicen a diferentes ángulos de incidencia.

Capítulo 6

Longitud de Correlación Radial En Islas Magnéticas

6.1. Introducción

En este capítulo se presenta un estudio en el que se ha simulado un plasma con islas magnéticas, para ello se ha utilizado un código MHD resistivo 3D llamado FAR [89–91]. Se ha estudiado el comportamiento de la L_r en el campo de la densidad electrónica de dichas simulaciones y se ha comparado con el comportamiento de la L_r medida por un RD sintético, constituido por el código FAR (simula el plasma) y por el código Full-Wave [84, 92, 93] (simula el reflectómetro Doppler). Una descripción de ambos códigos puede encontrarse en los apéndices A y B

Finalmente las medidas de L_r obtenidas en ambas simulaciones han sido comparadas con las obtenidas en experimentos realizados con el reflectómetro Doppler instalado en TJ-II bajo condiciones similares a las simuladas.

6.2. Formación del reflectómetro Doppler sintético

FAR es un código que calcula la evolución temporal de las ecuaciones del modelo reducido MHD hasta alcanzar el régimen estacionario del plasma. El código, escribe los resultados para cada *time-step* simulado y para cada ángulo toroidal como una matriz, donde cada columna representa un ángulo poloidal y cada fila representa un radio del cilindro de plasma. La máxima resolución poloidal y toroidal es de un grado, mientras que radialmente el código es capaz de aportar 1000 puntos para un ángulo toroidal y poloidal fijados. El número de *time-steps* que existen en la simulación que se presenta en esta tesis es de 1024. FAR es capaz de calcular distintas magnitudes como el potencial electrostático, el flujo magnético, la vorticidad, la densidad electrónica (n_e), la temperatura iónica (T_i), etc...

En el capítulo 4, se señaló que la posición toroidal de un reflectómetro Doppler es fija, por ello lo más conveniente es utilizar las soluciones de una serie de *time-step* de la densidad electrónica n_e del código FAR, en el mismo ángulo toroidal. Conviene señalar en este punto que el código FAR proporciona los resultados del campo de n_e normalizados al valor pico del eje magnético ($0 \leq n_e \leq 1$).

Las simulaciones que se han realizado con el código FAR intentan reproducir ciertos experimentos realizados en TJ-II, por ello se ha programado una transformada rotacional en las

simulaciones similar a la configuración standard 100_44_64.

Por otra parte el código Full-Wave bidimensional utiliza una malla en coordenadas cartesianas como la que se representa en la figura 6.1(b) en la que cada punto de esa malla representa un valor de n_e que es función del tiempo [84]. En la figura 6.1(b) se muestra en negro la malla utilizada por el código MHD (coordenadas polares) y en azul la malla utilizada por el código Full-Wave.

Para crear el diagnóstico sintético, se ha de incluir el *output* obtenido mediante el código FAR como *input* en el código Full-Wave. Para ello se han de transferir los resultados que figuran en la malla de coordenadas polares (*output* del código MHD) a la malla en coordenadas cartesianas (*input* del código Full-Wave).

Para ello la densidad electrónica de un punto de la malla cartesiana se ha utilizado el algoritmo de interpolación bilineal cuya expresión matemática viene dada por la ecuación 6.1, esta se explica utilizando la figura 6.1(c). El punto mostrado en rojo pertenece a la malla Full-

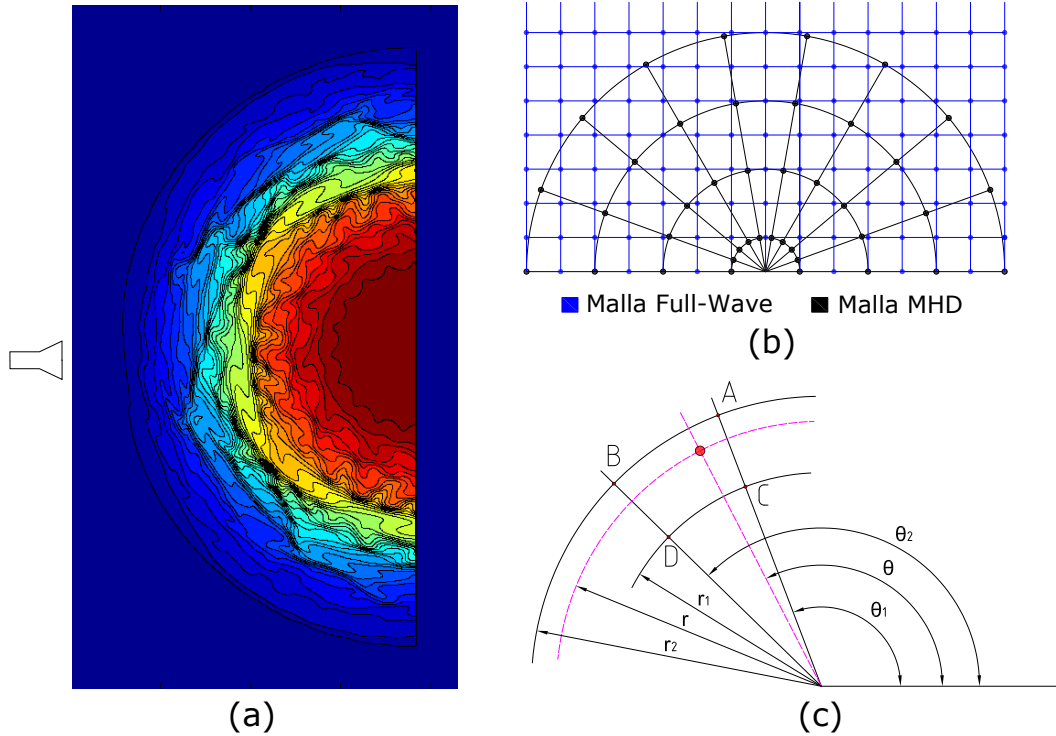


Figura 6.1: (a) Representación de la columna final de plasma que va a ser tratada por el código Full-Wave. En la parte izquierda se representa la antena del reflectómetro. (b) Malla utilizada en el código MHD (negra) y en el código Full-Wave (azul) (c) Parámetros utilizados para el cálculo de la interpolación bilineal

Wave (coordenadas cartesianas), para la obtención de n_e en dicho punto se hace a partir de la densidad de los puntos A, B, C y D, pertenecientes a la malla del código FAR (coordenadas polares).

$$n_e(\theta, r) = \frac{n_{e(D)}(\theta_1 - \theta)(r_2 - r) + n_{e(C)}(\theta - \theta_2)(r_2 - r) + n_{e(B)}(\theta_1 - \theta)(r - r_1) + n_{e(A)}(\theta - \theta_2)(r - r_1)}{(\theta_1 - \theta_2) \cdot (r_2 - r_1)} \quad (6.1)$$

Una vez que se ha obtenido la n_e en la malla Full-Wave, el siguiente paso consiste en posicionar la antena del reflectómetro Doppler. En este caso se ha optado por colocarla en el plano

ecuatorial a 5 centímetros de la última superficie cerrada de flujo (siglas en inglés LCFS). Además de las consideraciones anteriores, la figura 6.1(a), muestra el campo de densidad que se ha utilizado como *input* en el código full-wave. El motivo de utilizar la mitad de la columna del plasma es por razones de eficiencia en el tiempo de cálculo. Finalmente conviene señalar que por razones computacionales el espacio que existe entre el plasma y el borde del area de cálculo es de al menos $3\lambda_0$, siendo λ_0 la longitud de onda más larga que se prevea utilizar en las simulaciones.

6.3. Comportamiento de la Densidad (Resultados FAR)

Tal y como se ha discutido en el capítulo 3, las islas magnéticas despiertan controversia en stellarators en lo que respecta al confinamiento del plasma. La L_r medida a lo largo de las islas magnéticas podría ser utilizada en estudios posteriores para conocer el comportamiento de la turbulencia en dichas estructuras.

En general, los perfiles de coherencia medidos en condiciones de turbulencia homogénea poseen simetría radial con respecto al punto de medida, tal y como se muestra en la figura 6.2. Es común mostrar sólo la mitad de los perfiles de coherencia, tal y como se hizo en el capítulo 5 dado que en general las condiciones de la turbulencia suelen ser homogéneas y como es de esperar en estos casos la L_r es la misma en ambos sentidos.

Uno de los primeros análisis de los resultados obtenidos con el código FAR ha sido la des-

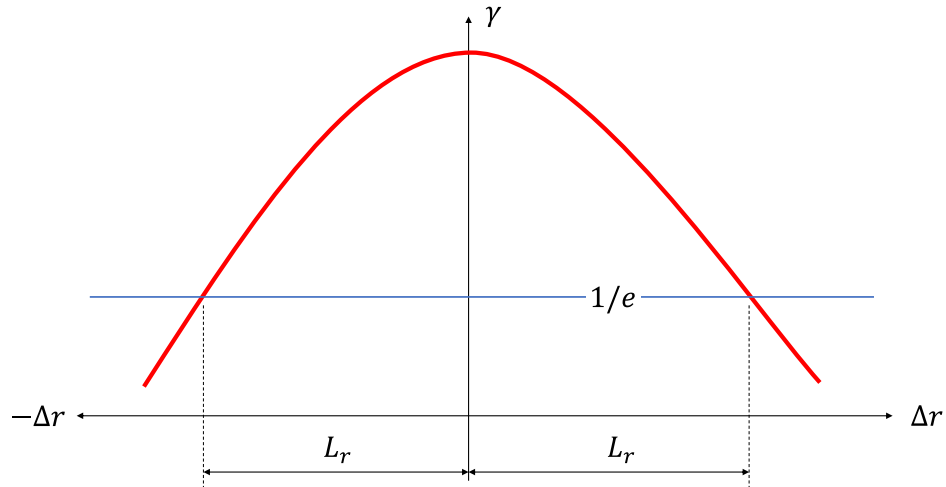


Figura 6.2: Coherencia medida en una región del plasma con turbulencia homogénea

viación estándar (σ) de las fluctuaciones de densidad (\tilde{n}_e) en función del radio. El resultado, puede observarse en la figura 6.3(a).

Este resultado revela algo más si se compara con la transformada rotacional programada en el código; las posiciones radiales en las cuales se producen los distintos máximos de la desviación estándar coinciden con la posición radial en la cual la transformada rotacional tiene valores *racionales de bajo orden*. Por lo tanto mediante la desviación estándar de las fluctuaciones de densidad, podemos obtener la posición en la cual están localizadas las islas magnéticas. Otra manera de comprobar la localización radial de islas magnéticas es mediante los contornos de las líneas de campo magnético, las cuales se pueden ver representadas en 6.3(c), en dicha

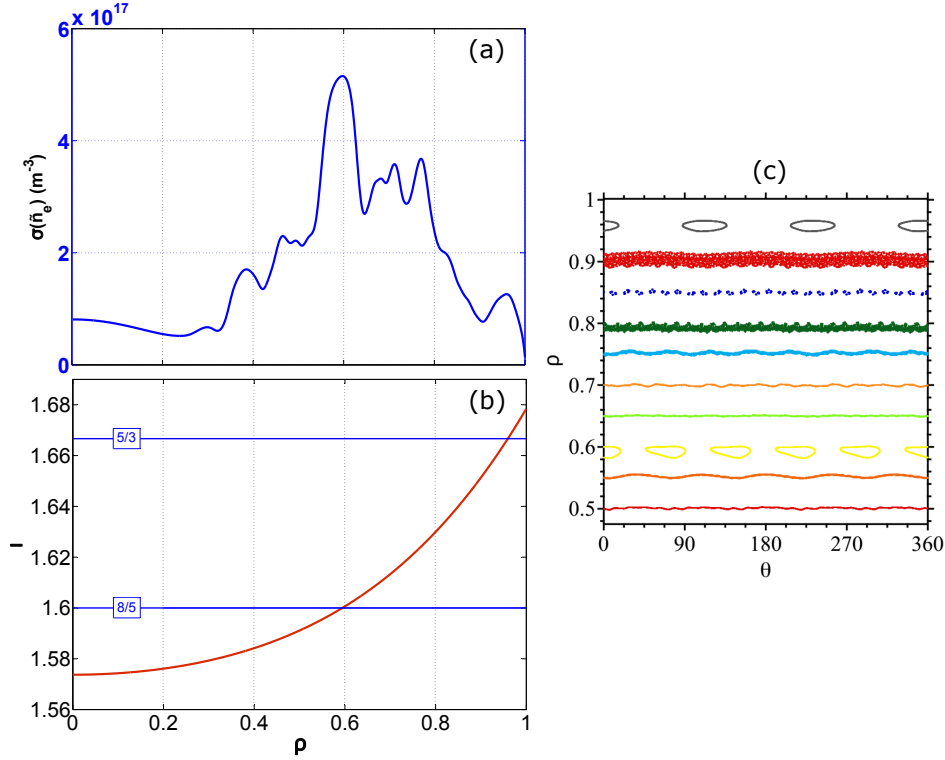


Figura 6.3: (a) Perfil RMS de las fluctuaciones de densidad (b) Perfil de la transformada rotacional (c) Diagrama de Poincare de la configuración magnética utilizada en las simulaciones del código FAR

figura aparecen claramente los contornos de las islas magnéticas posicionadas en $\rho = 0,55$ y en $\rho = 0,95$.

Se ha estudiado la región $0,5 \leq \rho \leq 0,66$ en la cual se encuentra la racional $8/5$. El resultado de calcular la L_r en las simulaciones obtenidas con FAR, se resume en la figura 6.4. La figura superior muestra los dos perfiles de L_r medidos en el plasma, la curva roja es el perfil de L_r medido hacia el centro del plasma (*inwards*), mientras que la curva negra es el perfil de L_r medido hacia el borde del plasma (*outwards*).

Los perfiles de coherencia media de donde se han obtenido los perfiles de L_r , se muestran de las figura A a la F, coincidiendo con las designadas en los perfiles radiales

En dichas figuras el semieje positivo $\Delta r > 0$ indica que la medida se ha realizado hacia el borde del plasma, mientras que $\Delta r < 0$ significa hacia el centro del plasma. Los valores Δr que se obtienen para el nivel de coherencia $1/e$ determinan el valor de la L_r hacia el borde del plasma $\Delta r > 0$ y hacia el centro $\Delta r < 0$.

Tanto en $\Delta r > 0$, como en $\Delta r < 0$, la coherencia disminuye, pero no lo hace de forma simétrica. Como ya se comentó anteriormente el hecho de que aparezca una asimetría en el perfil de coherencia indica que existe una inhomogeneidad radial de la turbulencia.

La línea horizontal azul que se aprecia en la figura 6.4, es el nivel de coherencia ($\gamma = 1/e$), mientras que las curvas en rojo y azul claro son los ajustes Gaussianos simétrico y asimétrico del perfil de coherencia. Se han representado dichos ajustes para notar la asimetría del perfil de coherencia. En el punto radial A, la L_r es mayor cuando se mide hacia el centro que cuando

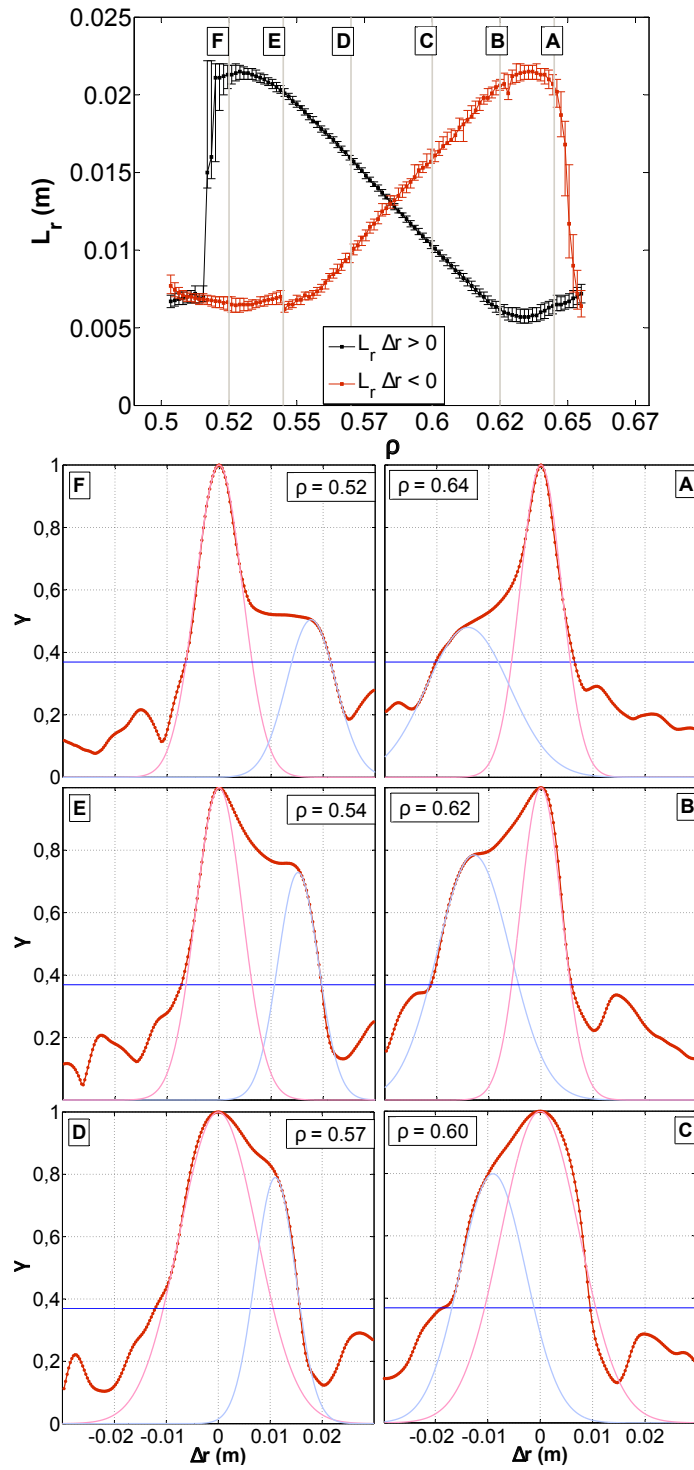


Figura 6.4: (a) L_r para $\Delta r > 0$ (hacia el borde del plasma, en negro) y para $\Delta r < 0$ (hacia el eje magnético, en rojo), en la región del plasma donde la isla magnética 8/5 se encuentra. Desde A hasta F: Coherencia media en función de Δr para diferentes posiciones radiales a través de la isla magnética.

se mide hacia el borde del plasma, tal y como se aprecia en la diferencia que existe entre los perfiles de L_r (línea roja y línea negra) en la parte superior de la figura 6.4.

Avanzando en la dirección en la que se encuentra la isla, es decir a la posición B, figura 6.4(b), se puede observar que el nivel de coherencia del ajuste asimétrico ha aumentado con respecto al que existía en el punto A, mientras que en la dirección en la cual no existe isla, la coherencia es similar a la que existía en A, lo que viene marcado por la anchura del ajuste Gaussiano simétrico.

Si se continúa avanzando en la dirección de la isla, el siguiente punto es el C, el cual es muy cercano al centro de ésta. En la figura 6.4(c), se puede observar que el ajuste Gaussiano simétrico ha ensanchado con respecto al de la figura 6.4(b), mientras que el ajuste Gaussiano asimétrico ha disminuido su anchura y además su eje se ha desplazado ligeramente hacia $\Delta x = 0$. Suponiendo que la perturbación del perfil de coherencia es debida únicamente a la isla magnética, cabe pensar que la homogeneidad de la turbulencia es similar en ambos sentidos radiales y que por tanto el efecto de la isla sobre el plasma es simétrico dado que el perfil de coherencia también lo es en el punto de medida C.

El resto de puntos E, F y G tienen un comportamiento simétrico a los antes explicados.

Uno de los efectos notables cuando se estudia la L_r en ambas direcciones, es el incremento en la barra de error que existe en la L_r *inwards* en torno a $\rho = 0,64$ y el incremento que también se produce en L_r *outwards* en torno a $\rho = 0,51$, dicho incremento de la barra de error se produce en el borde de la isla magnética. Las barras de error representan la variación en Δr que da lugar a una variación de un 8% en γ . Cuando la medida de coherencia está cerca o en el borde de la isla magnética, lo que sucede es que se produce un aplanamiento de la curva de coherencia en valores próximos a 1/e que da lugar a los incrementos observados en las barras de error de ambas curvas.

Tal y como se ha mencionado al principio del capítulo el número de *time-steps* obtenido con el código FAR ha sido de 1024 puntos, esto provoca que en los análisis de coherencia espectral el ruido estadístico sea elevado.

El hecho de haber encontrado un comportamiento tan marcado en los perfiles de coherencia espectral (γ) así como en los perfiles de L_r *inwards* y *outwards* de la densidad electrónica sirvió como motivación para investigar si un reflectómetro Doppler era capaz de detectar dichas variaciones de la coherencia espectral (γ) cuando la capa de corte se encontrara cerca de una isla magnética.

6.4. Resultados del reflectómetro Doppler Sintético

Tal y como se ha explicado anteriormente, los resultados obtenidos en las simulaciones con FAR actúan como plasma en el reflectómetro sintético. Dado que el plasma está simulado, se conocen todos los parámetros del mismo, entre ellos su perfil de densidad y su estructura magnética. Introduciendo ambos como *input* en el código de trazado de rayos TRUBA [94], se puede calcular cuales son las frecuencias que han de programarse en el reflectómetro Doppler sintético para posicionar radialmente la capa de corte en la región en la que se encuentra la isla magnética.

Para obtener cada punto radial del perfil de coherencia (γ) se han utilizado los 1024 *time-steps* del código FAR manteniendo la frecuencia constante en el reflectómetro Doppler sintético. Como se ha visto en el capítulo 4 el hecho de mantener la misma frecuencia hace que la medida

esté localizada en promedio en el mismo punto radial. Para cubrir toda la región radial en la que se encuentra la isla, se ha utilizado un rango de frecuencias desde 36.5 GHz hasta 43.2 GHz en incrementos de 0.1 GHz, con ello se ha estudiado la región $0,5 \leq \rho \leq 0,67$

El ángulo nominal que se ha fijado en todas las simulaciones ha sido $\theta_N = 7^\circ$. Ha de tenerse en cuenta que la geometría de los plasmas que se están simulando es cilíndrica, lo que implica que el ángulo efectivo es diferente al nominal (tal y como se explicó en 4.3.3). A medida que aumenta la frecuencia del reflectómetro la localización radial de la medida se posiciona en zonas más cercanas al eje magnético, esto produce que el ángulo efectivo θ_{eff} aumente al hacerlo la curvatura del plasma. El ángulo efectivo θ_{eff} en estas simulaciones ha variado desde 12° hasta $18,5^\circ$

En la figura 6.5, se muestran los resultados del análisis de la L_r obtenidos con el reflectómetro Doppler sintético. Comparando ésta con la figura 6.4 se observa una fuerte similitud entre ambas, aumentando la L_r cuando la medida se realiza hacia el centro de la isla, y disminuyendo cuando se realiza hacia el borde más cercano del punto de medida. A pesar de que exista una similitud cualitativa entre las figuras 6.4 y 6.5, cuantitativamente parece haber un ligero desacuerdo entre ambas. El motivo por el cual existen estas discrepancias ha sido ampliamente discutido en el capítulo 5.

La limitación del diagnóstico es relativa en lo que respecta a la medida de L_r , sin embargo, en lo que respecta a la localización espacial de la isla magnética, existe un buen acuerdo entre los resultados del código FAR y los del reflectómetro Doppler sintético así como en la extensión de la isla magnética. Lo cual, sugiere que un reflectómetro Doppler podría detectar islas magnéticas y además medir la extensión radial de las mismas. Los resultados de ambas simulaciones sirvieron como motivación para la realización de experimentos con islas en TJ-II utilizando el reflectómetro Doppler allí instalado.

6.5. Resultados Experimentales

Se han llevado a cabo experimentos motivados por los resultados de las anteriores simulaciones utilizando el reflectómetro Doppler [70] instalado en el stellarator TJ-II. Estos experimentos han de cumplir con dos requisitos; en primer lugar se ha de mantener la densidad de línea (n_e) constante, ya que variaciones de la densidad de línea producen cambios en la localización radial de la capa de corte para una frecuencia constante en el reflectómetro Doppler. El segundo parámetro que interesa que sea constante mientras se mide es la corriente del plasma (I_p). Variaciones en I_p contribuyen a modificar la estructura magnética, variando la posición radial de las islas magnéticas.

Atendiendo a la corriente del plasma, se han llevado a cabo dos tipos de experimentos:

6.5.1. Experimentos con Corriente del Plasma (I_p) Constante

En estos experimentos la corriente de plasma (I_p) ha sido nula, de esa forma la transformada rotacional se asemejará a la de vacío, lo que implica una posición radial conocida de la superficie racional de bajo orden y por tanto la región radial a estudiar con el reflectómetro Doppler. La configuración magnética que se ha estudiado ha sido la 100-36-62, cuya transformada rotacional se muestra en la figura 6.6. Tal y como puede observarse, la racional 3/2 se encuentra en la posición ($\rho \approx 0,65$), dicha posición es accesible al reflectómetro Doppler debido a la presencia de gradiente de densidad electrónica ($\nabla n_e < 0$)

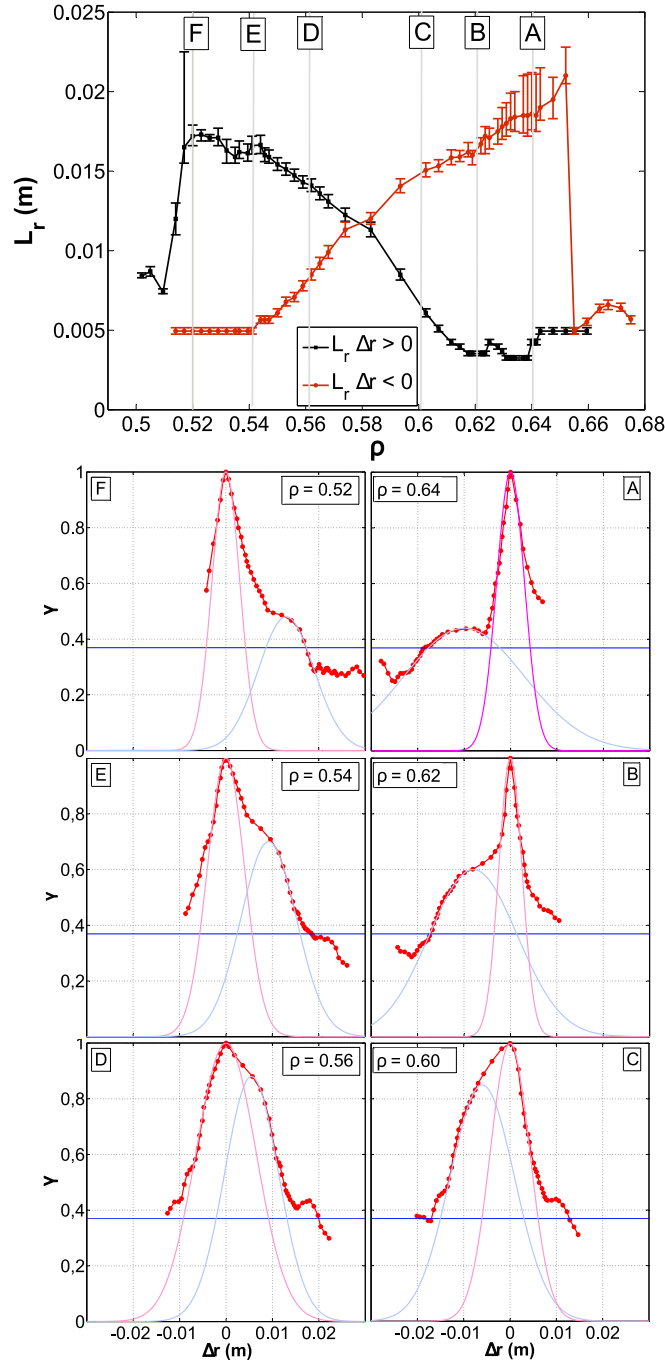


Figura 6.5: (Figura superior) L_r obtenida a partir de las señales del reflectómetro Doppler sintético para $\Delta r > 0$ (hacia el borde del plasma, en negro) y para $\Delta r < 0$ (hacia el centro del plasma en rojo), en la región del plasma en la que se encuentra la isla magnética producida por la 8/5. De A a F: Coherencia media como función de Δr para diferentes posiciones radiales a través de la isla.

La figura 6.7 muestra distintas trazas representativas de este conjunto de experimentos. En 6.7(a) se muestra la corriente de plasma (I_p), mientras que en 6.7(b) se muestra la densidad

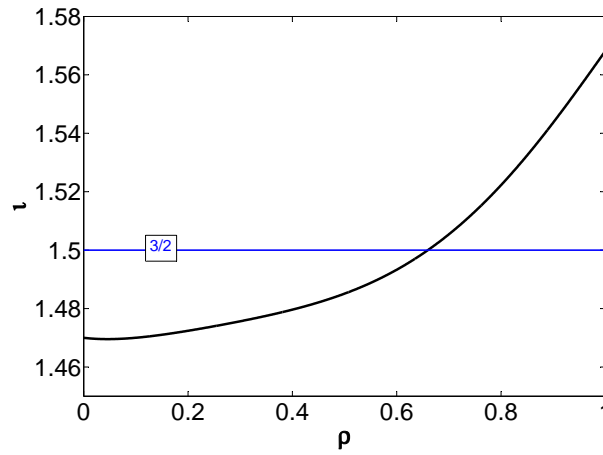


Figura 6.6: Transformada rotacional utilizada en los experimentos realizados en TJ-II. La curva negra representa la transformada rotacional para la configuración 100_36_62

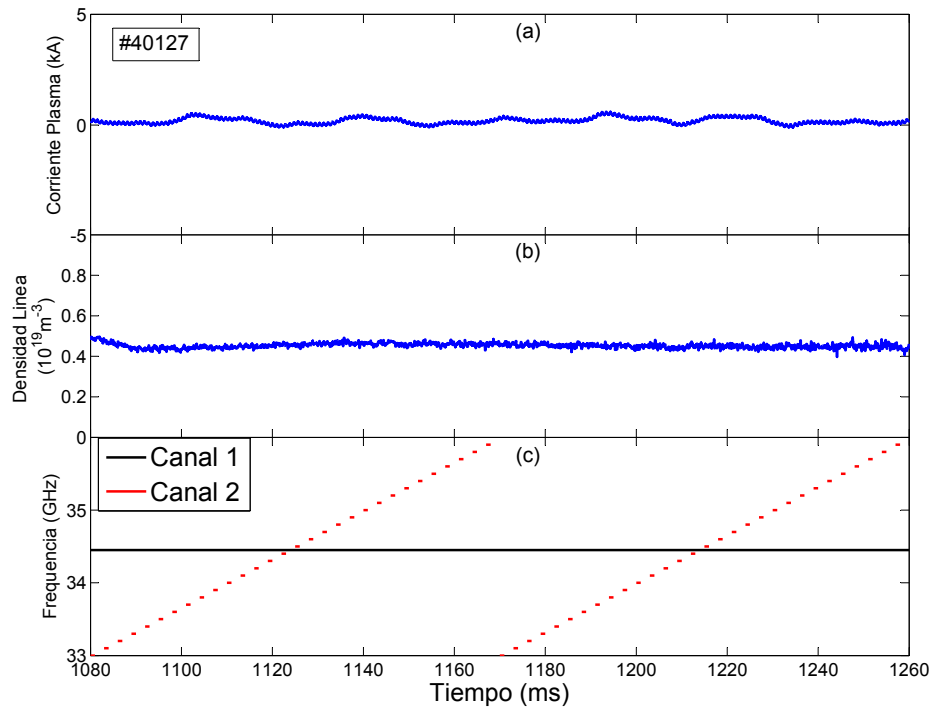


Figura 6.7: Parámetros que se han controlado en una descarga representativa de la analizadas. En la figura (a) se muestra la traza de la corriente del plasma, en la (b) se muestra la traza de la densidad de línea y en la (c) se muestra la configuración de frecuencias utilizada en el reflectómetro Doppler.

electrónica de línea (n_e). La figura 6.7(c) muestra la configuración de la frecuencia que se ha empleado en los dos canales del reflectómetro Doppler. Mientras que el canal 1 se encuentra a frecuencia constante durante la descarga, el canal 2 incrementa su frecuencia en escalones de 100 MHz cubriendo un rango de frecuencias de 3 GHz, esta operación se realiza dos veces a lo largo de la descarga. La razón de programar las frecuencias del reflectómetro Doppler

de esa manera es obtener un perfil de coherencia en torno al punto radial en el que se está reflejando la onda emitida por el canal 1.

Teniendo en cuenta la escasa duración de cada descarga en TJ-II (≈ 200 ms) y con la configuración de frecuencia de canales descrita, se medirán en cada descarga dos perfiles de coherencia de los que se obtendrán dos valores de la L_r para el punto radial en estudio (capa de corte a la frecuencia del canal 1). Para obtener valores de L_r en distintos puntos radiales, se han de incrementar o disminuir las frecuencias de los dos canales del reflectómetro Doppler en cada disparo.

Los perfiles de coherencia que se han obtenido para estos experimentos en distintas posiciones radiales se muestran en las figuras 6.8(a-d). En dichas curvas de coherencia se ha realizado un ajuste Gaussiano para resaltar las posibles asimetrías. En la posición más interna ($\rho = 0,56$) el perfil de coherencia que se ha medido es simétrico, tal y como se muestra en la figura 6.8(a), al desplazar el punto de medida hacia el borde ($\rho = 0,59$), se tiene el perfil de coherencia mostrado en la figura 6.8(b), donde se observa una asimetría al comparar la coherencia medida en $\Delta r = 0,015m$ y $\Delta r = -0,015m$. Ésta asimetría se acentúa cuando el punto de medida se encuentra en puntos más cercanos al borde del plasma ($\rho = 0,62$), tal y como muestra la figura 6.8(c). Finalmente, los valores de la L_r calculada a partir de los perfiles de coherencia se muestran en la figura 6.8(e). El acuerdo que existe entre la posición radial en la cual se ha medido la asimetría con el reflectómetro Doppler (figura 6.8(e)) y la posición radial en la cual se encuentra la superficie racional 3/2 en la configuración magnética de vacío (figura 6.6) sumado a la similitud entre estos perfiles experimentales y los simulados (figura 6.4 y 6.5 superior) sugiere que únicamente se ha medido la mitad interior de la isla magnética. El motivo por el cual no se han medido regiones más externas es debido a una limitación en el rango de las frecuencias de trabajo del reflectómetro Doppler.

6.5.2. Experimentos de Barrido Dinámico de la Configuración Magnética

Para investigar más en profundidad el efecto de la racional 3/2 en los perfiles de coherencia, se han realizado otra serie de experimentos en TJ-II en los cuales se ha variado la configuración magnética mediante la inducción de corriente Ohmica. Este modo de operación de TJ-II permite desplazar la superficie racional radialmente de forma controlada.

Las trazas de una descarga representativa para esta serie de experimentos se pueden observar en la figura 6.9.

La figura 6.9(a) muestra en color rosa la corriente del plasma para una descarga representativa de estos experimentos, la cual disminuye hasta alcanzar el valor de -10 kA, instante en el que se estabiliza. Ésta figura también muestra en azul la corriente del plasma de una descarga de referencia con $I_p \approx 0$.

La figura 6.9(b) muestra en color rosa la densidad de línea para esta serie de experimentos, la traza azul pertenece a los experimentos sin corriente de plasma, la comparación entre ambos resalta que la densidad de línea ha permanecido con el mismo valor durante la descarga.

Por último, la configuración de la frecuencia de los canales del RD en función del tiempo para estos experimentos, se muestra en la figura 6.9(c), en negro se muestra el canal 1 programado a frecuencia constante, mientras que el canal 2 se ha programado en 20 escalones de 200 MHz, cubriendo un rango de frecuencias de 4 GHz con respecto a la frecuencia del canal 1.

En estos experimentos, la descarga comienza con la configuración magnética programada 100_44_64, dicha configuración tiene su transformada rotacional por encima de la racional

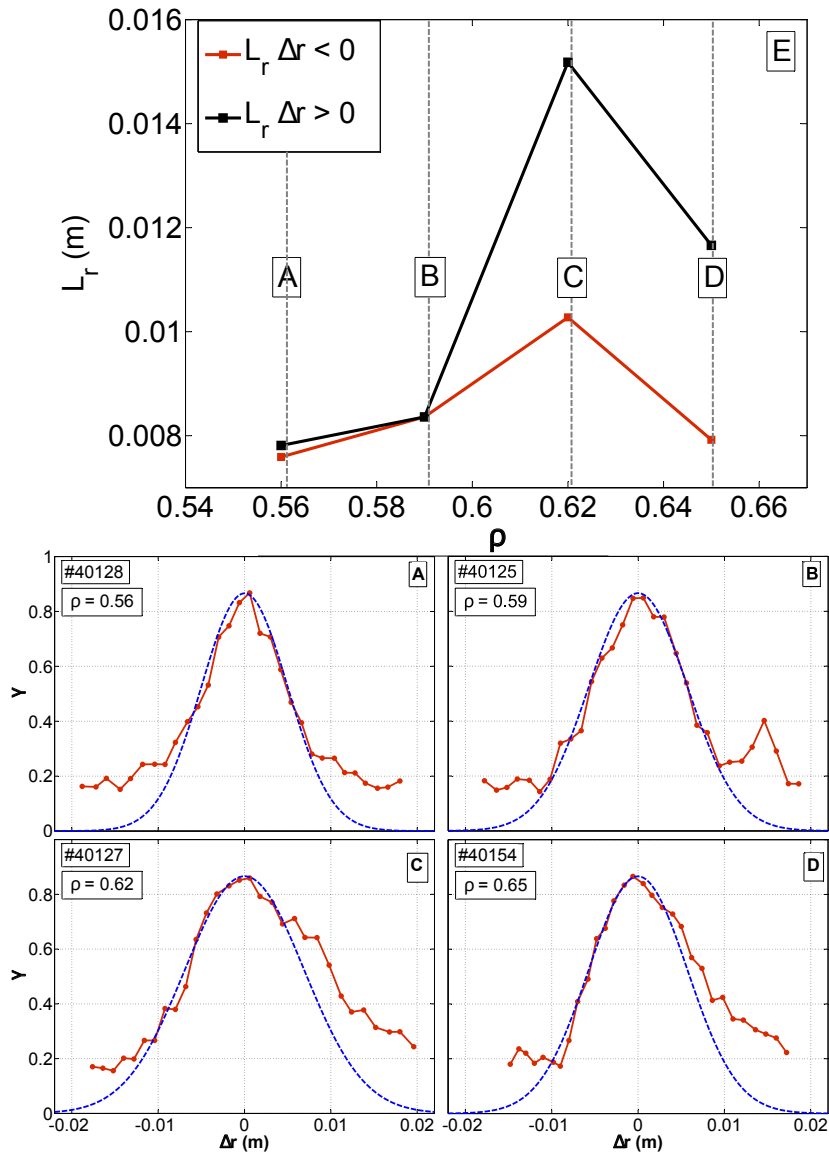


Figura 6.8: (En E) L_r en función de ρ medida por el reflectómetro Doppler para $\Delta r > 0$ (hacia el borde del plasma, en negro) y $\Delta r < 0$ (hacia el centro del plasma, en rojo). (Desde A hasta D) Coherencia media en función de Δr medida en cuatro posiciones radiales distintas en la configuración magnética 101.44.64 en TJ-II, obtenidos mediante reflectometría Doppler. Las curvas de ajuste (en azul) se utilizan para resaltar las asimetrías en los perfiles γ

$3/2$, tal y como muestra la curva azul de la figura 6.10. Conforme se hace más negativo el valor de la corriente del plasma, la racional avanza desde el centro hasta el borde. Una vez que la superficie racional está en la posición radial deseada, la corriente del plasma se mantiene constante (en concreto para este conjunto de experimentos, $I_p \approx -10 \text{ kA}$). La transformada rotacional para esta corriente se muestra en la curva rosa de la figura 6.10

La transformada rotacional con una corriente del plasma distinta de cero se ha calculado

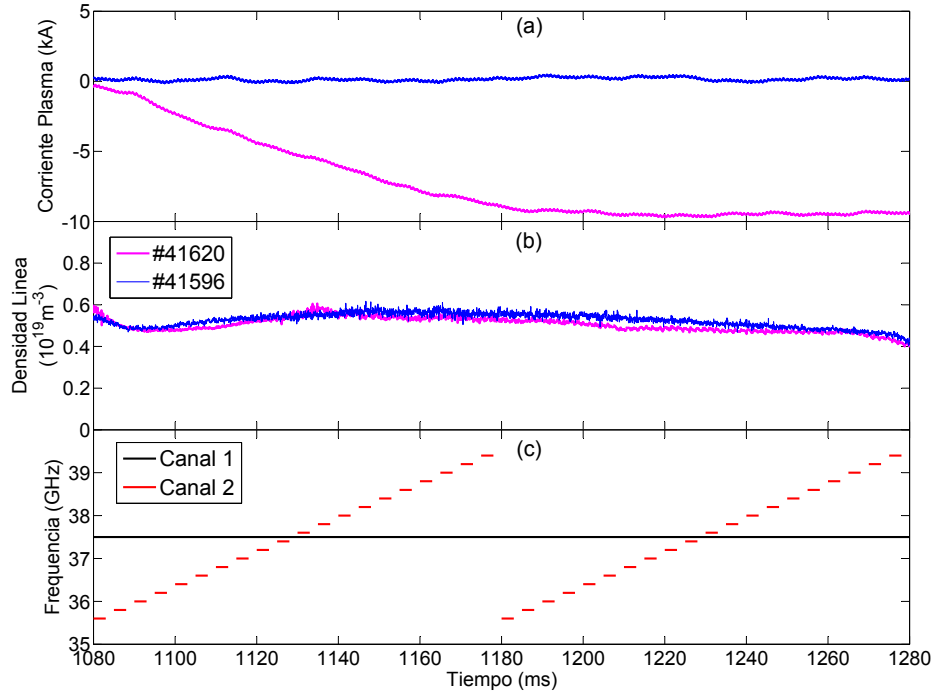


Figura 6.9: Parámetros que se han controlado en una descarga representativa de la analizadas. En la figura (a) se muestra la traza de la corriente del plasma I_p en comparación con los experimentos en los que el plasma carece de corriente, en la (b) se muestra la traza de la densidad de línea y en la (c) se muestra la configuración utilizada de las frecuencias del reflectómetro Doppler.

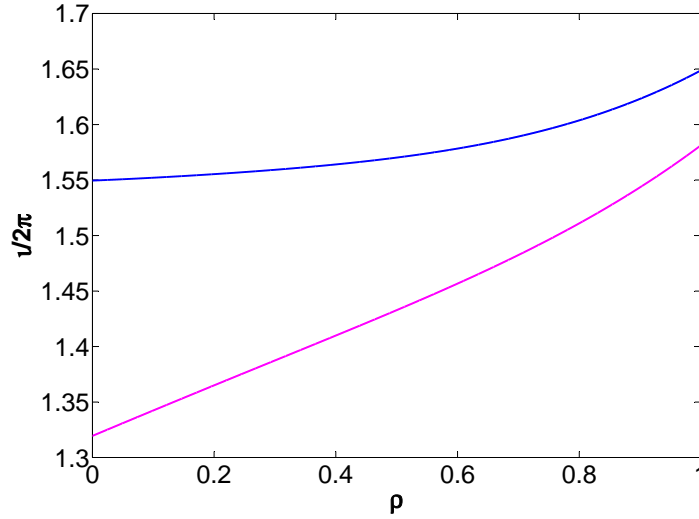


Figura 6.10: Transformada rotacional de vacío de la configuración 100_44_64 en color azul. En rosa se muestra la transformada rotacional calculada para una corriente del plasma de -10 kA

asumiendo la resistividad de Spitzer. Esta viene dada por la ecuación:

$$\eta = \frac{\pi Z e^2 m^{1/2} L n \Lambda}{(4\pi\epsilon_0)^2 (k_B T_e)^{3/2}} \quad (6.2)$$

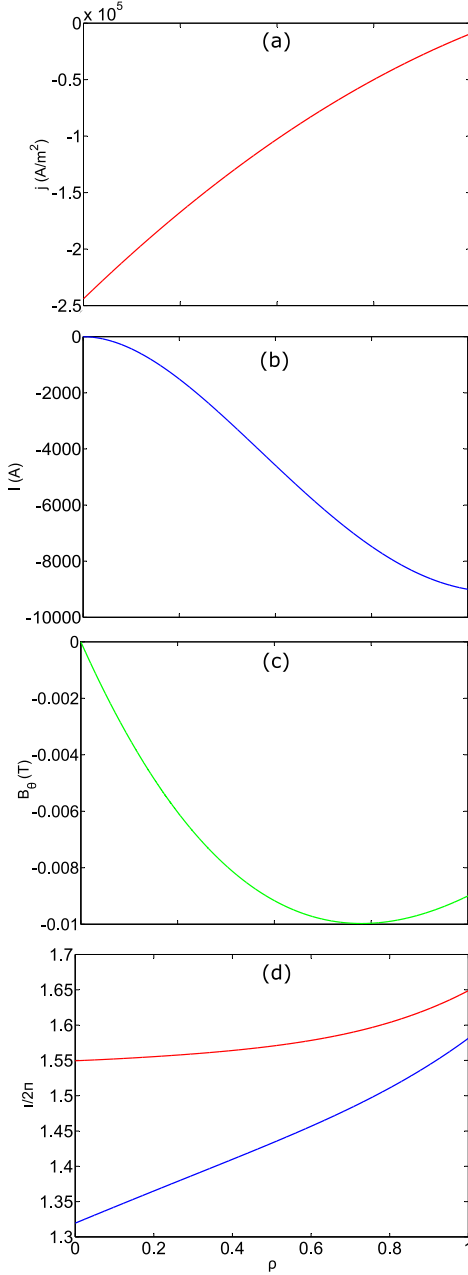


Figura 6.11: (a) Perfil de densidad de corriente calculada en el plasma (b) perfil de corriente en el plasma (c) perfil de campo magnético poloidal generado por la densidad de corriente calculada (d) transformada rotacional comparada con la de vacío para el perfil de densidad de corriente calculado anteriormente

Donde m es la masa del electrón, $\ln(\Lambda)$ es el logaritmo Coulombiano y está relacionado con las colisiones atómicas, e es la carga del electrón, ε_0 es la permitividad eléctrica del vacío, k_B es la constante de Boltzmann y T_e es la temperatura electrónica. Tal y como se muestra en la ecuación 6.2, la resistividad es proporcional a $T_e^{-3/2}$.

Para calcular la transformada rotacional, se ha tomado el perfil de la T_e utilizando dos perfiles medidos representativos del conjunto de descargas analizadas (#41620 y #41629). Posteriormente dicha gráfica se ha ajustado a una función polinómica de grado 2. Como la densidad de corriente \vec{J} ha de ser proporcional a $(T_e)^{3/2}$, se puede expresar como $\vec{J} = K(T_e(r))^{3/2}$. La densidad de corriente calculada se muestra en la figura 6.11(a). Para calcular el valor de la constante K , se utiliza la corriente neta medida en el experimento (I_p). Tal y como se ha mencionado en estos experimentos la corriente del plasma ha sido de -10 kA (figura 6.9).

$$\begin{aligned} I_p &= \iint \vec{J} d\vec{a} = \iint K(T_e(r))^{3/2} d\vec{a} = \\ &= K \iint (T_e(r))^{3/2} r dr d\theta \end{aligned} \quad (6.3)$$

Una vez calculado el parámetro K , la expresión de la corriente del plasma en función del radio se puede obtener por integración de la densidad de corriente \vec{J} . La corriente del plasma en función del radio se muestra en 6.9(b). Esta expresión, permite a su vez conocer el valor del campo magnético poloidal del plasma B_θ mediante la ley de Ampere.

$$\int \vec{B}_\theta d\vec{l} = \mu_0 \iint \vec{J}(r) d\vec{a} \quad (6.4)$$

El campo magnético poloidal en función del radio se muestra en 6.9(c). El campo magnético toroidal de la máquina es prácticamente constante a lo largo del radio y su valor es de 1 T. Con todo lo anterior la transformada rotacional queda como la suma de la transformada rotacional de vacío más la debida a la corriente:

$$\iota = \iota_0 + \frac{R_0 B_\theta(r)}{r B_z(r)} \quad (6.5)$$

La transformada rotacional de vacío (ι_0) como la debida a la corriente del plasma se mues-

tran en la figura 6.9(d). En los experimentos con $I_p \neq 0$, los perfiles de coherencia han sido obtenidos en condiciones estacionarias, es decir en la segunda mitad de la descarga (tramo 1180 - 1280 ms).

En la figura 6.12 todos los perfiles fueron obtenidos en la misma posición radial ($\rho \approx 0,65$); la figura 6.12(a) ha sido obtenida en condiciones de $I_p \approx 0$, este perfil se ha incluido para ser utilizado como referencia. En ella se observa un perfil de coherencia simétrico lo que hace suponer condiciones de turbulencia homogénea. Los perfiles de coherencia mostrados en la figura 6.12(b) y 6.12(c) se han obtenido con $I_p = -10$ kA.

El perfil de coherencia mostrado en la figura 6.12(b), muestra una asimetría hacia el borde del plasma, a partir de $\Delta r > 0,006$ m, obteniéndose una $L_r = 1,7$ cm, mientras que hacia el centro del plasma se mide $L_r = 1$ cm. El perfil de coherencia mostrado en la figura 6.12(c) es similar al mostrado en 6.12(b).

Comparando estos resultados con los obtenidos en las simulaciones (figura 6.5), se observa una similitud con las figuras (figura 6.5 (e) y (f)), lo cual se puede interpretar como la medición del perfil de coherencia justo en el borde interno de la isla magnética.

La anchura de la isla magnética 3/2 medida en otro estudio realizado con reflectometría Doppler en TJ-II [26] fué de 3 cm. Comparando esa anchura con las que se han medido mediante L_r muestran una falta de acuerdo, cuyo motivo podría ser la difícil interpretación de la medida de L_r mediante reflectometría Doppler, ya comentada en el capítulo 5.

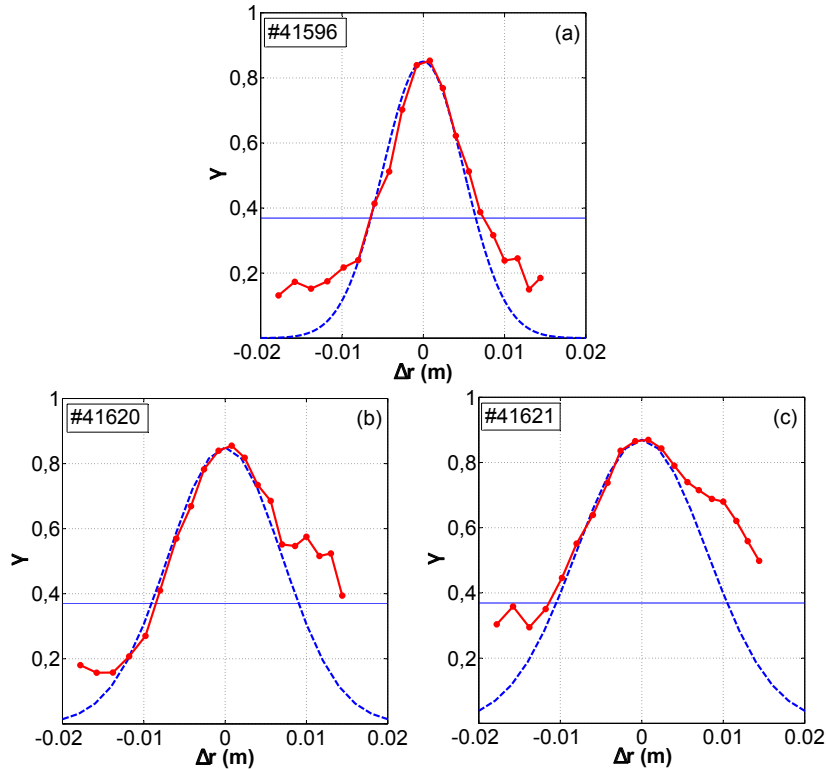


Figura 6.12: Perfiles de coherencia obtenidos en tres descargas distintas a) descarga de referencia sin inducción OH y b) y c) son dos descargas similares con corriente en el plasma $I_p = -10$ kA. Las curvas azules son utilizadas para resaltar las asimetrías de los perfiles de coherencia.

6.6. Resumen y conclusiones

Se ha estudiado el comportamiento de la L_r desde el punto de vista numérico y experimental en islas magnéticas. El estudio con FAR muestra que las islas magnéticas dejan una huella característica en el perfil de L_r . Esta huella también se detecta en el perfil de L_r medido por un reflectómetro Doppler sintético.

Los resultados tanto del código FAR como del reflectómetro Doppler sintético muestran un buen acuerdo tanto en la localización radial de la isla como en la anchura de la misma.

Finalmente, los resultados del estudio experimental realizado con el reflectómetro Doppler instalado en TJ-II muestran la huella característica en los perfiles de L_r para las posiciones en las que se encuentra la superficie racional. Los resultados anteriores muestran el potencial de la reflectometría Doppler para medir tanto la posición como la anchura de las islas magnéticas.

Capítulo 7

Conclusiones

En esta tesis se ha utilizado la reflectometría Doppler para caracterizar la turbulencia en plasmas de fusión. En particular se han llevado a cabo dos estudios

Un primer estudio se ha centrado en la caracterización de la longitud de correlación radial (L_r) de la turbulencia, se trata de una medida estadística cuyo valor es proporcional al tamaño de las estructuras turbulentas. En este estudio se ha medido la L_r en el stellarator TJ-II mediante reflectometría Doppler, tanto en plasmas ECRH como en plasmas NBI.

En plasmas ECRH se han explorado dos zonas radiales, una zona externa ($0,85 \leq \rho \leq 0,9$) y otra interna ($0,70 \leq \rho \leq 0,75$), mientras que en plasmas NBI se ha explorado únicamente una zona radial ($0,75 \leq \rho \leq 0,775$).

En plasmas ECRH, se ha observado que el espectro en número de onda perpendicular muestra un alto nivel de turbulencia en la región externa en comparación con la región interna. Así mismo en la región externa la L_r medida es más corta que la longitud de onda del haz, lo cual resta credibilidad a la medida dado que la longitud de la onda del haz está relacionada con la resolución espacial del diagnóstico.

Tanto en la región externa de plasmas ECRH como en plasmas NBI la L_r muestra una ligera dependencia con el ángulo de incidencia, comportamiento contrario al observado en la región interna de plasmas ECRH, donde la L_r medida exhibe una pronunciada dependencia con el ángulo de incidencia. La comparación de estos resultados experimentales con los resultados de las simulaciones utilizando el código de onda completa sugiere que tanto en plasmas NBI como en la región externa de plasmas ECRH se ha medido L_r en régimen no lineal, mientras que en la región interna de plasmas ECRH se ha medido en régimen lineal.

En régimen lineal se ha aplicado un método que utiliza distintos ángulos de incidencia para estimar la L_r . Empleando dicho método en la región interna de plasmas ECRH se ha medido una L_r de 1.5 cm.

Por último se ha observado en plasmas ECRH una dependencia de L_r con respecto a la longitud característica del gradiente de densidad (L_N), reduciéndose L_r a medida que lo hace L_N . A su vez esta última disminuye a mayores potencias de calentamiento.

Un segundo estudio se ha centrado en la medida del perfil de L_r a lo largo de las islas magnéticas. En concreto se ha medido dicho perfil en el campo de la densidad electrónica de una simulación realizada con el código FAR-3D. El perfil de L_r a lo largo de la isla está caracterizado por una marcada forma asimétrica, siendo la L_r mayor en un borde de la isla que en el opuesto cuando la medida se orienta hacia este último.

Mediante la unión del código FAR-3D y un código de onda completa bidimensional se ha creado un reflectómetro Doppler sintético. Los resultados de este trabajo numérico muestran que la asimetría del perfil de L_r es captada por el reflectómetro Doppler sintético, mostrando un buen acuerdo en la localización radial de la isla así como en la anchura de la misma.

Estos resultados motivaron la realización de experimentos en TJ-II para medir el perfil de L_r a lo largo de islas magnéticas. Un primer conjunto de descargas consistió en plasmas calentados mediante ECH, con una configuración magnética constante y sin corriente en el plasma. En ellos se midió la L_r con el reflectómetro Doppler en distintas posiciones radiales entorno a la superficie racional, observándose una asimetría en el perfil de coherencia similar a la calculada mediante las simulaciones del reflectómetro Doppler sintético.

En un segundo grupo de descargas se realizaron plasmas similares a los del primer conjunto pero partiendo de una configuración magnética diferente e induciendo una corriente en el plasma que modifica el perfil de transformada rotacional hasta situar la isla magnética en una zona radial accesible para el reflectómetro Doppler. El objetivo en este caso era medir en distintas regiones de la superficie racional con el reflectómetro Doppler. Los resultados de este conjunto de experimentos sugieren que la asimetría encontrada en el perfil de la coherencia es producida por la isla magnética, debido al acuerdo entre el cálculo de la posición de la superficie racional y la zona radial en la cual se ha medido con el reflectómetro Doppler.

Finalmente la comparación entre los perfiles de coherencia numéricos y experimentales sugiere que en todos los experimentos se ha medido en el borde interno de la isla.

El trabajo realizado en esta tesis posiciona a la reflectometría Doppler como un diagnóstico capaz de estimar la L_r de la turbulencia bajo ciertas condiciones. Además el estudio de islas magnéticas mediante perfiles de L_r demuestra que la reflectometría Doppler es un diagnóstico que puede detectar islas magnéticas formadas en el plasma y medir su anchura.

Apéndice A

El Código F.A.R.

El código FAR [89–91] permite estudiar la estabilidad de un plasma cuyas condiciones de contorno hayan sido previamente fijadas. El código calcula la evolución temporal de las ecuaciones del modelo reducido MHD hasta alcanzar el régimen estacionario del plasma. A continuación se desarrolla el modelo que resuelve el código partiendo de las ecuaciones MHD.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad \text{Conservación de la masa} \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p \quad \text{Conservación del momento} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0 \quad \text{Conservación de la energía} \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad \text{Ley de Ohm} \quad (\text{A.4})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Ley de Faraday} \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad \text{Ley de Ampere} \quad (\text{A.6})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{Ley de Gauss del campo magnético} \quad (\text{A.7})$$

En estas ecuaciones las variables electromagnéticas son el campo eléctrico \mathbf{E} , el campo magnético \mathbf{B} y la densidad de corriente \mathbf{J} . Las variables de fluido son la densidad ρ , la velocidad del mismo \mathbf{v} y la presión p . La constante γ es el cociente de calores específicos y $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ es la derivada convectiva.

Para derivar el modelo MHD reducido (es el modelo que resuelve el código FAR) primero se plantearan las distintas ecuaciones:

A.1. Hipótesis

1. Se supone una variación lenta de los campos, menor que el tiempo poloidal Alfvénico

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \Phi \approx -\vec{\nabla} \Phi \quad (\text{A.8})$$

$$V_\perp = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \approx -\frac{\vec{\nabla} \Phi \times \vec{B}}{B^2} \quad (\text{A.9})$$

Donde \vec{A} es el vector potencial magnético y Φ es el potencial electrostático

2. Se desprecian las perturbaciones en la dirección toroidal del campo magnético, las componentes del campo magnético perturbado son:

$$\mathbf{B} = \nabla \zeta \times \nabla \psi \quad (\text{A.10})$$

Donde ψ es el flujo poloidal

$$B_{\perp}^{\rho} = -\frac{1}{R} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \quad (\text{A.11})$$

$$B_{\perp}^{\theta} = \frac{1}{R} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial \rho} \quad (\text{A.12})$$

A.2. Derivación del Conjunto de Ecuaciones Reducidas MHD

Las fuerzas electromagnéticas que son relevantes se pueden expresar en función de la curvatura $\kappa = \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b}$, donde \mathbf{b} es un vector unitario que satisface $\mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b} = -\mathbf{b} \times (\nabla \times \mathbf{b})$; por lo tanto:

$$\begin{aligned} \kappa &= -\mathbf{b} \times (\nabla \times \mathbf{b}) = -\mathbf{b} \times \left[\frac{1}{B} \nabla \times \mathbf{B} - \mathbf{B} \times \nabla \left(\frac{1}{B} \right) \right] \\ &= \mu_0 \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\nabla_{\perp} B}{B} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Sustituyendo la expresión anterior en la ecuación de conservación del momento (A.2):

$$B^2 \kappa = \mu_0 \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla p \right) + \frac{\nabla_{\perp} B^2}{2} \quad (\text{A.14})$$

Ahora por otra parte realizando el rotacional de la conservación de momento A.2 y multiplicando posteriormente por \mathbf{B} , tendremos:

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \times \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = \mathbf{B} \cdot \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \quad (\text{A.15})$$

Expresando la parte izquierda de la ecuación anterior como:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \cdot \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) &= \nabla \cdot [(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] = -\nabla \cdot (B^2 \mathbf{J}_{\perp}) \\ &= B^2 \nabla \cdot \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \mathbf{B} \right) - \frac{1}{B^2} \mathbf{B} \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\perp} B^2 \\ &= B^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \times \kappa \cdot \nabla_{\perp} B^2 \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Por lo tanto, la ecuación A.15 queda como:

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \times \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = B^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \times \kappa \cdot \nabla_{\perp} B^2 \quad (\text{A.17})$$

El término que contiene a $\nabla_{\perp} B^2$ se puede eliminar mediante el uso de A.14 quedando:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \cdot \nabla \times \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) &= B^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) - \frac{2}{\mu_0} \mathbf{B} \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \left[B^2 \boldsymbol{\kappa} - \mu_0 \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla p \right) \right] \\ &= B^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) + 2 \mathbf{B} \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla p \right) \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Por último, si se aplican las hipótesis mencionadas al principio del apéndice, el segundo término de la parte derecha de la ecuación contiene dv/dt , el cual se desprecia.

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \times \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right) = B^2 \mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) + 2 \mathbf{B} \times \boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla p \quad (\text{A.19})$$

Finalmente nos queda la ecuación de la vorticidad. Esta ecuación describe la respuesta del plasma a las fuerzas contempladas en la parte derecha de la ecuación, el primer término es el de la corriente paralela, mientras que el segundo es el que corresponde al gradiente de presión. Tomando únicamente la componente paralela de la ecuación de momentos, queda:

$$\rho \mathbf{b} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\mathbf{b} \cdot \nabla p \quad (\text{A.20})$$

Aplicando la definición del campo magnético (ecuación A.10) e incluyéndola en la ley de Faraday (ecuación A.5):

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \zeta \times \nabla \psi) = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times (\psi \nabla \zeta) \implies \mathbf{E} = -\nabla \Phi + \frac{\partial \psi}{\partial t} \nabla \zeta \quad (\text{A.21})$$

Multiplicando la ley de Ohm (ecuación A.4) por \mathbf{b} y aplicando el resultado anterior:

$$E_{\parallel} = \eta J_{\parallel} \implies -\mathbf{b} \cdot \nabla \Phi + \mathbf{b} \cdot \nabla \zeta \frac{\partial \psi}{\partial t} = \eta J_{\parallel} \quad (\text{A.22})$$

Finalmente la ecuación de presión queda como:

$$\frac{dp}{dt} + \gamma p \left(\nabla \cdot \mathbf{v}_{\perp} + \mathbf{B} \cdot \nabla \frac{v_{\parallel}}{B} \right) = 0 \quad (\text{A.23})$$

Finalmente, constituyen el modelo reducido MHD las ecuaciones A.19, A.20, A.22 y A.23.

Por último, se normalizan las ecuaciones de forma que el tiempo se normalice al tiempo resistivo $\vec{t} = t/\tau_R$, las longitudes al radio menor a y el flujo poloidal a $\Phi = \Phi/2\Phi'$ donde $\Phi' = a^2 B_0$, el potencial electrostático $B_0 a^2/\tau_R$. La presión, la resistividad y la densidad de partículas están normalizadas a su valor sobre el eje magnético, sabiendo que $p_0 = (\beta_0 B_0^2)/(2\mu_0)$. El código que se usa en esta tesis resuelve las ecuaciones correspondientes a un modelo de dos fluidos, basado en las ecuaciones MHD reducidas, en el que se incluyen términos diamagnéticos y las temperaturas iónicas y electrónicas se mantienen constantes en el tiempo. El código avanza en el tiempo las siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\nabla_{\parallel} \Phi - S \bar{\omega}_{*e} \left(\frac{T_{eq}}{n_{eq}} \nabla_{\parallel} \right) \eta J_{\zeta} \quad (\text{A.24})$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -v_{\perp} \cdot \nabla U - S^2 \nabla_{\parallel} J_{\zeta} + S^2 \frac{\beta_0}{2\epsilon_0} \frac{d\Omega}{dr} \left(\frac{T_{eq}}{n_{eq}} \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial \theta} \right) + \mu \nabla_{\perp}^2 U \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -v_{\perp} \cdot \nabla n + S \frac{S}{\bar{\omega}_{ci}} \nabla_{\parallel} J_{\zeta} + D_{\perp} \nabla_{\perp}^2 \tilde{n} \quad (\text{A.26})$$

Aquí Φ es el potencial electrostático, ψ es el flujo magnético poloidal, $U = \zeta \cdot \nabla \times v_{\perp} / B$ es la componente toroidal de la vorticidad, v_{\perp} es la componente perpendicular de la velocidad, n es la densidad, $J_{\zeta} = \nabla_{\perp}^2 \psi$ es la densidad de corriente toroidal. η es la resistividad y μ es el coeficiente de viscosidad. β_0 es el cociente de presión del plasma p , y de la presión magnética $B_{\zeta}^2 / 2\mu_0$ en la guía magnética: $\beta_0 = 2\mu_0 p(0) / B_{\zeta}^2$, donde B_{ζ} es el campo magnético toroidal y μ_0 es la permeabilidad magnética de vacío; τ_R es el tiempo resistivo en la guía magnética, $\tau_R = \mu_0 a^2 / \eta(0)$, donde $\eta(0)$ es la resistividad en la guía magnética; y τ_A es el tiempo Alfvénico, $\tau_A = R_0 \cdot \sqrt{\mu_0 m_i n_i} / B_{\zeta}$, donde m_i y n_i son la masa iónica y la densidad, respectivamente. R_0 y a son el radio mayor y menor respectivamente y la proporción de aspecto inverso viene dada por $\epsilon = a / R_0$.

El número de Lundquist es $S = \tau_R / \tau_A$. $\bar{\omega}_{*e} = \tau_A \omega_{*e}$, donde $\omega_{*e} = T_e / (ea^2 B_{\zeta})$ es la frecuencia diamagnética electrónica; $\bar{\omega}_{ci} = \tau_A \omega_{ci}$, donde $\omega_{ci} = m_i / (eB_{\zeta})$ es la frecuencia iónica ciclotrónica. Por otra parte la curvatura del campo magnético viene dada por la expresión:

$$\kappa = \frac{d\Omega}{dr} = \frac{r}{R_0} B_0^2 V'' \quad (\text{A.27})$$

La evolución del sistema viene determinada por tres variables: el flujo poloidal ψ , el potencial electrostático Φ y la presión p .

Las variables están representadas en el código como series de Fourier en los ángulos poloidal y toroidal sobre una malla radial.

Apéndice B

El Código Full-Wave Bidimensional

El Laboratorio Nacional de Fusión (LNF), cuenta con un código 2D de onda completa [93] que simula la propagación de las ondas electromagnéticas en el plasma. Este apéndice realiza una descripción general de dicho código. Inicialmente se realiza una derivación de las ecuaciones que resuelve partiendo de las ecuaciones fundamentales de las ondas EM (ecuaciones de Maxwell) y del comportamiento de los electrones del plasma en presencia de dichas ondas (fuerza de Lorentz). A continuación se describe el algoritmo que se ha utilizado para resolver computacionalmente dichas ecuaciones, así como las resoluciones espaciales y temporales empleadas.

B.1. Ecuaciones Utilizadas en el Código

Las ecuaciones que resuelve el código Full-Wave son básicamente las de Maxwell y la ecuación de la fuerza de Lorentz. El plasma se considera un medio que puede conducir corrientes, pero que por lo demás está gobernado por la ecuaciones de Maxwell en el vacío. Estas ecuaciones en su forma diferencial son:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{Ley de Faraday} \quad (\text{B.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \text{Ley de Ampere} \quad (\text{B.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad \text{Ley de Gauss para el campo eléctrico} \quad (\text{B.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad \text{Ley de Gauss para el campo magnético} \quad (\text{B.4})$$

En estas expresiones \mathbf{E} es la intensidad de campo eléctrico (V/m), \mathbf{B} es la inducción magnética (T), \mathbf{J} es la densidad de corriente eléctrica (A/m^2), ρ es la densidad de carga (C/m^3), ε_0 es la permitividad dieléctrica del espacio libre (F/m) y μ_0 es su permeabilidad magnética (H/m). El término \mathbf{J} de las ecuaciones de Maxwell es producido por el movimiento de los electrones en el plasma debido a su interacción con la onda electromagnética.

Este término también se encuentra en la ecuación de la fuerza de Lorentz, es decir, la fuerza de Lorentz modela el movimiento de los electrones en el plasma debido a la presencia de un campo electromagnético.

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B.5})$$

Donde e es el valor absoluto de la carga del electrón. m_e es su masa, \mathbf{v} su velocidad y \mathbf{B} el campo magnético total.

El sistema de coordenadas que utiliza el código es cilíndrico, donde X pertenece a la coordenada radial, Y pertenece a la poloidal y Z pertenece a la toroidal.

Separando en componentes la ley de Faraday B.1, quedan las tres ecuaciones que se muestran a la izquierda. Las componentes de la ley de Ampere, se muestran en las ecuaciones de la derecha.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} & \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} \right) &= \mu_0 \cdot J_x + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t} & \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) &= \mu_0 \cdot J_y + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t} & \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) &= \mu_0 \cdot J_z + \mu_0 \cdot \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned}$$

Separando por componentes la ecuación de la fuerza de Lorentz y multiplicando por el número de partículas cargadas por unidad de volumen n y por la carga del electrón e queda:

$$m_e \frac{dJ_x}{dt} = ne^2 E_x + e (J_y B_z - J_z B_y) \quad (\text{B.6})$$

$$m_e \frac{dJ_y}{dt} = ne^2 E_y + e (J_z B_x - J_x B_z) \quad (\text{B.7})$$

$$m_e \frac{dJ_z}{dt} = ne^2 E_z + e (J_x B_y - J_y B_x) \quad (\text{B.8})$$

Conviene mencionar las tres hipótesis fundamentales con las que éste trabaja de cara a simplificar las ecuaciones:

1. El plasma no presenta variaciones en la dirección toroidal (dirección Z):

$$\frac{\partial}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.9})$$

2. El valor del campo magnético de la onda electromagnética B_w es mucho menor que el valor del campo magnético del dispositivo B_o .

$$\|B_w\| \ll \|B_o\| \quad (\text{B.10})$$

3. En tercer lugar, el código trabaja con la hipótesis de que el dispositivo únicamente tiene componente magnética toroidal ($B_x = B_y = 0; B_z \neq 0$)

Aplicando éstas hipótesis a las ecuaciones anteriores y separandolas en la propagación en modo ordinario (componentes B_x , B_y y E_z) y extraordinario (componentes E_x , E_y y B_z), tendremos:

Modo Ordinario

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial y} &= -\frac{B_x}{\partial t} \\
\frac{\partial E_z}{\partial x} &= \frac{B_y}{\partial t} \\
\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} &= \mu_o J_z + \mu_o \cdot \epsilon_o \frac{\partial E_z}{\partial t} \\
m_e \frac{dJ_z}{dt} &= ne^2 E_z
\end{aligned}$$

Modo Extraordinario

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t} \\
\frac{\partial B_z}{\partial y} &= \mu_o J_x + \mu_o \cdot \epsilon_o \frac{\partial E_x}{\partial t} \\
-\frac{\partial B_z}{\partial x} &= \mu_o J_y + \mu_o \cdot \epsilon_o \frac{\partial E_y}{\partial t} \\
m_e \frac{dJ_x}{dt} &= ne^2 E_x + eJ_y B_z \\
m_e \frac{dJ_y}{dt} &= ne^2 E_y - eJ_x \cdot B_z
\end{aligned}$$

Estas son las nueve ecuaciones diferenciales en derivadas parciales acopladas que sirven para resolver la propagación de ondas en vacío en 3 dimensiones y son el punto de partida de los algoritmos numéricos basados en el método de las diferencias finitas.

B.2. Algoritmo de Resolución

Una vez derivadas las ecuaciones que resuelve el código, conviene estudiar el método de resolución. El método que se utiliza es el de las diferencias finitas en el dominio del tiempo FDTD (Finite-Difference Time-Domain) [95].

Para resolver el conjunto de ecuaciones planteadas anteriormente, uno de los algoritmos más empleados en electromagnetismo fué el desarrollado por Kane Yee en 1966 [96]. Las ventajas que presenta este algoritmo son:

- Resuelve el campo eléctrico y el magnético en el tiempo y en el espacio a partir de las ecuaciones acopladas en lugar de resolver de forma independiente la ecuación de ondas para cada campo.
- Centra las componenetes de los campos en un espacio tridimensional, de forma que cada componente del campo eléctrico se encuentra rodeada por cuatro componentes del campo magnético y a su vez cada componente del campo magnético se encuentra rodeada por cuatro componentes del eléctrico. Esta forma de rellenar el espacio de contornos entrelazados es muy eficiente a la hora de resolver la ley de Ampere o la de Faraday.
- Las expresiones obtenidas mediante el método FDTD para las derivadas espaciales están centradas en un valor de campo y tienen precisión de segundo orden.
- Centra los campos en el tiempo, es decir, los valores del campo eléctrico en un instante del tiempo, se calculan a partir de los valores del campo magnético calculados en la iteración anterior, a continuación se recalcula el el campo magnético a partir del nuevo valor del campo eléctrico, etc...

Aplicando el desarrollo de Yee, las derivadas espaciales y temporales en dos dimensiones quedan como:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) &= \frac{u_{i+1/2,j}^n - u_{i-1/2,j}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \\ \frac{\partial u}{\partial y}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) &= \frac{u_{i,j+1/2}^n - u_{i,j-1/2}^n}{\Delta y} + O[(\Delta y)^2] \\ \frac{\partial u}{\partial t}(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) &= \frac{u_{i,j}^{n+1/2} - u_{i,j}^{n-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2]\end{aligned}$$

Donde u es cualquier magnitud de las que aparecen en los modos de propagación.

En estas ecuaciones el último término indica que la precisión espacial y temporal es de segundo orden, es decir incrementar en un factor 2 la resolución espacial o temporal producirá que los errores en los resultados disminuyan en un factor de 4.

Existe otro factor que limita el valor máximo de la resolución espacial, según [95] la dispersión numérica se reduce considerablemente si el tamaño de la malla es de al menos un factor $1/20$ la longitud de onda.

$$\Delta x = \frac{\lambda_{onda}}{20} \quad (\text{B.11})$$

En lo que respecta a la resolución temporal, tiene también un valor máximo que está condicionado por la estabilidad de la solución. El factor adimensional de estabilidad de Courant establece una relación entre la resolución espacial y la temporal, de forma que:

$$S = \frac{c \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (\text{B.12})$$

Utilizando este factor, la resolución temporal queda expresada en función del periodo de la onda como:

$$\Delta t = \frac{T_{onda}}{40} \quad (\text{B.13})$$

Bibliografía

- [1] E. P. Gorbunov, S. V. Mirnov, and V. S. Strelkov. The tokamak t3. IAEA, 1968.
- [2] N.J Peacock, D.C Robinson, M.J Forrest, and Wilcock P.D & V. V. Sannikov. Measurement of the electron temperature by thomson scattering in tokamak t3. *Nature*, 1969.
- [3] T. M. Antonsen, J. F. Drake, P. N. Guzdar, A. B. Hassam, Y. T. Lau, C. S. Liu, and S. V. Novakovskii. Physical mechanism of enhanced stability from negative shear in tokamaks: Implications for edge transport and the l?h transition. *Physics of Plasmas*, 3(6):2221–2223, 1996.
- [4] J.D. Hazeltine, R.D. Meiss. *Plasma Confinement*. Dover Publications, 2003.
- [5] C. Alejaldre, J. J. A. Gonzalo, J. B. Perez, F. C. Magana, J. R. C. Diaz, J. G. Perez, A. Lopezfraguas, L. Garcia, V. I. Krivenski, R. Martin, A. P. Navarro, A. Perea, A. Rodriguez, M. S. Ayza, and A. Varias. Tj-ii project - a flexible heliac stellarator. *Fusion Technology*, 17(1):131–139, Jan 1990.
- [6] H van den Brand, M R de Baar, N J Lopes Cardozo, and E Westerhof. Integrated modelling of island growth, stabilization and mode locking: consequences for ntm control on iter. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54(9):094003, 2012.
- [7] A. Fernandez, W. Kasperek, K. Likin, and R. Martin. Design of the upgraded tj-ii quasi-optical transmission line, 2000.
- [8] V Tribaldos, J A Jiménez, J Guasp, and B Ph van Milligen. Electron cyclotron heating and current drive in the tj-ii stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 40(12):2113, 1998.
- [9] John Wesson. *Tokamaks 3rd Edition by John Wesson, Oxford University Press 2004, 749pp, Hardback 0 19 850922, 135 -*, volume 71. Cambridge University Press, 2005.
- [10] J. D. Lawson. Some criteria for a useful thermonuclear reactor. *Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Berkshire GP/R 1807*, 1955.
- [11] J D Lawson. Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 70(1):6, 1957.
- [12] A.N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large reynolds numbers. *Proceedings Real Society of London*, 1941.

- [13] Lewis F Richardson. *Weather prediction by numerical process*. Cambridge, University Press, 1922.
- [14] S Hamaguchi and W Horton. Modelling of drift wave turbulence with a finite ion temperature gradient. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 34(2):203, 1992.
- [15] B. G. Hong, F. Romanelli, and M. Ottaviani. Coherent structures in ni mode turbulence. *Physics of Fluids B: Plasma Physics*, 3(3):615–619, 1991.
- [16] R Goldston. *Introduction to Plasma Physics*. CCE, 1995.
- [17] F. Wagner, G. Becker, K. Behringer, D. Campbell, A. Eberhagen, W. Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, K. Lackner, G. Lisitano, G. G. Lister, H. M. Mayer, D. Meisel, E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp, H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer, G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü. Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam-heated divertor discharges of the asdex tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 49(19):1408–1412, Nov 1982.
- [18] V. Erckmann, F. Wagner, J. Baldzuhn, R. Brakel, R. Burhenn, U. Gasparino, P. Grigull, H. J. Hartfuss, J. V. Hofmann, R. Jaenicke, H. Niedermeyer, W. Ohlendorf, A. Rudyj, A. Weller, S. D. Bogdanov, B. Bomba, A. A. Borschevsky, G. Cattanei, A. Dodhy, D. Dorst, A. Elsner, M. Endler, T. Geist, L. Giannone, H. Hacker, O. Heinrich, G. Herre, D. Hildebrandt, V. I. Hiznyak, V. I. Ilín, W. Kasperek, F. Karger, M. Kick, S. Kubo, A. N. Kuftin, V. I. Kurbatov, A. Lazaros, S. A. Malygin, V. I. Malygin, K. McCormick, G. A. Müller, V. B. Orlov, P. Pech, I. N. Roi, F. Sardei, S. Sattler, F. Schneider, U. Schneider, P. G. Schüller, G. Siller, U. Stroth, M. Tutter, E. Unger, H. Wolff, E. Würsching, and S. Zöpfel. H mode of the w 7-as stellarator. *Phys. Rev. Lett.*, 70:2086–2089, Apr 1993.
- [19] F Ryter, W Suttrop, B Brsehaber, M Kaufmann, V Mertens, H Murmann, A G Peeters, J Stober, J Schweinzer, H Zohm, and ASDEX Upgrade Team. H-mode power threshold and transition in asdex upgrade. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 40(5):725, 1998.
- [20] T. Estrada, C. Hidalgo, T. Happel, and P. H. Diamond. Spatiotemporal structure of the interaction between turbulence and flows at the l-h transition in a toroidal plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 107:245004, Dec 2011.
- [21] S.-I. Itoh and K. Itoh. Model of the h-mode in tokamaks. *Nuclear Fusion*, 29(6):1031, 1989.
- [22] H. Bigliari, P.H. Diamond, and P.W. Terry. Influence of sheared poloidal rotation on edge turbulence. *Phys. Fluids B*, 2:1, 1990.
- [23] Harold P. Furth, John Killeen, and Marshall N. Rosenbluth. Finite resistivity instabilities of a sheet pinch. *Physics of Fluids*, 6(4):459–484, 1963.
- [24] K. Ida, S. Inagaki, N. Tamura, T. Morisaki, N. Ohyabu, K. Khlopenkov, S. Sudo, K. Watanabe, M. Yokoyama, T. Shimosuma, Y. Takeiri, K. Itoh, M. Yoshinuma, Y. Liang, K. Narihara, K. Tanaka, Y. Nagayama, T. Tokuzawa, K. Kawahata, H. Suzuki, A. Komori, T. Akiyama, N. Ashikawa, M. Emoto, H. Funaba, P. Goncharov, M. Goto, H. Idei, K. Ikeda, M. Isobe, O. Kaneko, H. Kawazome, T. Kobuchi, A. Kostrioukov, S. Kubo,

- R. Kumazawa, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nakamura, H. Nakanishi, Y. Narushima, K. Nishimura, N. Noda, T. Nozato, H. Nozato, S. Ohdachi, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, T. Saida, K. Saito, S. Sakakibara, R. Sakamoto, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, M. Shoji, N. Takeuchi, K. Toi, Y. Torii, K. Tsumori, T. Watari, Y. Xu, H. Yamada, I. Yamada, S. Yamamoto, T. Yamamoto, Y. Yoshimura, I. Ohtake, K. Ohkubo, T. Mito, T. Satow, T. Uda, K. Yamazaki, K. Matsuoka, O. Motojima, and M. Fujiwara. Radial electric field and transport near the rational surface and the magnetic island in lhd. *Nuclear Fusion*, 44(2):290, 2004.
- [25] O. Bondarenko, T. Estrada, R. Jiménez-Gámez, D. López-Bruna, T. Happel, J. Romero, A. López-Fraguas, E. Ascasíbar, and E. Blanco. Influence of low-order rational surfaces on the radial electric field of tj-ii ech plasmas. *Contributions to Plasma Physics*, 50(6-7):605–609, 2010.
- [26] T. Estrada, E. Ascasíbar, E. Blanco, A. Cappa, C. Hidalgo, K. Ida, A. López-Fraguas, and B.Ph van Milligen. Plasma flow, turbulence and magnetic islands in tj-ii. *Nuclear Fusion*, 56(2):026011, 2016.
- [27] K. C. Shaing. Radial electric field and plasma confinement in the vicinity of a magnetic island. *Physics of Plasmas*, 9(8):3470–3475, 2002.
- [28] ITER. Chapter2: Plasma confinement and transport. *Nuclear Fusion*, 39(12):2175, 1999.
- [29] P. Mantica, P. Galli, G. Gorini, G. M. D. Hogewij, J. de Kloe, N. J. Lopes Cardozo, and RTP Team. Nonlocal transient transport and thermal barriers in Rijnhuizen Tokamak Project plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 82(25):5048–5051, Jun 1999.
- [30] F. Castejón, D. López-Bruna, T. Estrada, E. Ascasíbar, B. Zurro, and A. Baciero. Influence of low-order rational magnetic surfaces on heat transport in tj-ii heliac ecrh plasmas. *Nuclear Fusion*, 44(5):593, 2004.
- [31] T Estrada, L Krupnik, N Dreval, A Melnikov, S M Khrebtov, C Hidalgo, B van Milligen, F Castejón, E Ascasíbar, L Eliseev, A A Chmyga, A D Komarov, A S Kozachok, and V Tereshin. Electron internal transport barrier formation and dynamics in the plasma core of the tj-ii stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 46(1):277, 2004.
- [32] N. Ohyabu, K. Narihara, H. Funaba, T. Morisaki, S. Masuzaki, K. Kawahata, A. Komori, O. Kaneko, H. Yamada, P. deVries, M. Emoto, M. Goto, Y. Hamada, K. Ida, H. Idei, S. Inagaki, N. Inoue, S. Kado, S. Kubo, R. Kumazawa, T. Minami, J. Miyazawa, S. Morita, S. Murakami, T. Mutoh, S. Muto, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, N. Noda, T. Kobuchi, S. Ohdachi, K. Ohkubo, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B. J. Peterson, A. Sagara, S. Sakakibara, R. Sakamoto, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, K. Saito, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, H. Suzuki, S. Sudo, Y. Takeiri, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, K. Tsumori, K. Tsuzuki, I. Yamada, S. Yamaguchi, K. Yamazaki, M. Yokoyama, K. Y. Watanabe, T. Watari, and O. Motojima. Edge thermal transport barrier in lhd discharges. *Phys. Rev. Lett.*, 84:103–106, Jan 2000.
- [33] V.I. Vargas, D. López-Bruna, J. Herranz, F. Castejón, and the TJ-II Team. Experimental electron heat diffusion in ech plasmas of the tj-ii stellarator. *Nuclear Fusion*, 47(9):1367, 2007.

- [34] T. Estrada, F. Medina, D. López-Bruna, E. Ascasíbar, R. Balbín, A. Cappa, F. Castejón, S. Eguilior, A. Fernández, J. Guasp, C. Hidalgo, and S. Petrov. Transitions to improved core electron heat confinement triggered by low order rational magnetic surfaces in the stellarator tj-ii. *Nuclear Fusion*, 47(4):305, 2007.
- [35] K. Ida, N. Ohyabu, T. Morisaki, Y. Nagayama, S. Inagaki, K. Itoh, Y. Liang, K. Narihara, A. Yu. Kostrioukov, B. J. Peterson, K. Tanaka, T. Tokuzawa, K. Kawahata, H. Suzuki, and A. Komori. Observation of plasma flow at the magnetic island in the large helical device. *Phys. Rev. Lett.*, 88(1):015002, Dec 2001.
- [36] R. Brakel and the W7-AS Team. Electron energy transport in the presence of rational surfaces in the wendelstein 7-as stellarator. *Nuclear Fusion*, 42(7):903, 2002.
- [37] T Estrada, T Happel, L Eliseev, D López-Bruna, E Ascasíbar, E Blanco, L Cupido, J M Fontdecaba, C Hidalgo, R Jiménez-Gómez, L Krupnik, M Liniers, M E Manso, K J McCarthy, F Medina, A Melnikov, B van Milligen, M A Ochando, I Pastor, M A Pedrosa, F L Tabarés, D Tafalla, and TJ-II Team. Sheared flows and transition to improved confinement regime in the tj-ii stellarator. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 51(12):124015, 2009.
- [38] R. J. La Haye, C. L. Rettig, R. J. Groebner, A. W. Hyatt, and J. T. Scoville. Role of core toroidal rotation on the h-mode radial electric field shear, turbulence, and confinement as studied by magnetic braking in the diii-d tokamak. *Physics of Plasmas*, 1(2):373–380, 1994.
- [39] T. Hayashi, T. Sato, P. Merkel, J. Nührenberg, and U. Schwenn. Formation and self-healing of magnetic islands in finite-beta helias equilibria. *Physics of Plasmas*, 1(10):3262–3268, 1994.
- [40] Y. Nagayama, K. Narihara, Y. Narushima, N. Ohyabu, T. Hayashi, K. Ida, S. Inagaki, D. Kalinina, R. Kanno, A. Komori, T. Morisaki, R. Sakamoto, S. Sudo, N. Tamura, T. Tokuzawa, H. Yamada, M. Yoshinuma, and LHD experimental group. Experiment of magnetic island formation in large helical device. *Nuclear Fusion*, 45(8):888, 2005.
- [41] Y. Narushima, F. Castejón, S. Sakakibara, K.Y. Watanabe, S. Ohdachi, Y. Suzuki, T. Estrada, F. Medina, D. López-Bruna, M. Yokoyama, M. Yoshinuma, K. Ida, S. Nishimura, LHD Experiment Group, and TJ-II Experiment Group. Experimental study of the poloidal flow effect on magnetic island dynamics in lhd and tj-ii. *Nuclear Fusion*, 51(8):083030, 2011.
- [42] M.F.F. Nave, A.W. Edwards, K. Hirsch, M. Hugon, A. Jacchia, E. Lazzaro, H. Salzmann, and P. Smeulders. Observation of mhd structures in jet temperature profiles. *Nuclear Fusion*, 32(5):825, 1992.
- [43] K. Narihara, K. Y. Watanabe, I. Yamada, T. Morisaki, K. Tanaka, S. Sakakibara, K. Ida, R. Sakamoto, N. Ohyabu, N. Ashikawa, M. Emoto, H. Funaba, M. Goto, H. Hayashi, H. Idei, K. Ikeda, S. Inagaki, N. Inoue, O. Kaneko, K. Kawahata, T. Kobuchi, A. Komori, S. Kubo, R. Kumazawa, S. Masuzaki, J. Miyazawa, S. Morita, O. Motojima, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, K. Nishimura, N. Noda, T. Notake, S. Ohdachi, Y. Oka, K. Ohkubo, M. Osakabe, S. Ozaki, B. J.

- Peterson, A. Sagara, K. Saito, H. Sasao, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, T. Shimozuma, C. Shoji, S. Sudo, H. Suzuki, A. Takayama, M. Takechi, Y. Takeiri, N. Tamura, K. Toi, N. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, T. Watari, H. Yamada, S. Yamaguchi, S. Yamamoto, K. Yamazaki, and Y. Yoshimura. Observation of the “self-healing” of an error field island in the large helical device. *Phys. Rev. Lett.*, 87:135002, Sep 2001.
- [44] H. D. Stephens, D. J. Den Hartog, C. C. Hegna, and J. A. Reusch. Electron thermal transport within magnetic islands in the reversed-field pincha). *Physics of Plasmas*, 17(5), 2010.
- [45] N. J. Lopes Cardozo, F. C. Schüller, C. J. Barth, C. C. Chu, F. J. Pijper, J. Lok, and A. A. M. Oomens. Plasma filamentation in the rijnhuizen tokamak rtp. *Phys. Rev. Lett.*, 73:256–259, Jul 1994.
- [46] I H Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, Cambridge and New York,, 2002.
- [47] S. Kitajima, U. Hajime, S Mamiko, O Atsushi, K Takashi, T Yutaka, and U. Hiroyasu. Effects of rotating magnetic islands driven by external perturbation fields in the tu-heliac. *Plasma and Fusion Research: Regular Articles*, 3:S–1027, 2008.
- [48] K.J. Zhao, Y.J. Shi, S.H. Hahn, P.H. Diamond, Y. Sun, J. Cheng, H. Liu, N. Lie, Z.P. Chen, Y.H. Ding, Z.Y. Chen, B. Rao, M. Leconte, J.G. Bak, Z.F. Cheng, L. Gao, X.Q. Zhang, Z.J. Yang, N.C. Wang, L. Wang, W. Jin, L.W. Yan, J.Q. Dong, G. Zhuang, and J-TEXT team. Plasma flows and fluctuations with magnetic islands in the edge plasmas of j-text tokamak. *Nuclear Fusion*, 55(7):073022, 2015.
- [49] C Hidalgo, M A Pedrosa, E Sánchez, R Balbín, A López-Fraguas, B van Milligen, C Silva, H Fernandes, C A F Varandas, C Riccardi, R Carrozza, M Fontanesi, B A Carreras, and L García. Generation of sheared poloidal flows via reynolds stress and transport barrier physics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 42(5A):A153, 2000.
- [50] Yoshio Nagayama, Shunji Tsuji, Kazuo Kawahata, Nobuaki Noda, and Shugo Tanahashi. Soft x-ray tomography of the $m = 2$ magnetic island structure in the jipp t-ii tokamak. *Japanese Journal of Applied Physics*, 20(11):L779, 1981.
- [51] L. S. Solovév. Conditions for the hydromagnetic stability of a plasma. *Soviet Atomic Energy*, 30(1):14–21, 1971.
- [52] X. Q. Ji, Y. Xu, C. Hidalgo, P. H. Diamond, Yi Liu, O. Pan, Z. B. Shi, and D. L. Yu. On the interplay between neoclassical tearing modes and nonlocal transport in toroidal plasmas. *Scientific Reports*, 6:32697, September 2016.
- [53] T Estrada, E de la Luna, E Ascasíbar, J A Jiménez, F Castejón, I García-Cortés, A López-Fraguas, J Sánchez, and V Tribaldos. Transient behaviour in the plasma core of tj-ii stellarator and its relation with rational surfaces. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44(8):1615, 2002.
- [54] R. Jiménez-Gómez, E. Ascasíbar, T. Estrada, I. García-Cortés, B.Ph. van Milligen, A. López-Fraguas, I. Pastor, and D. López-Bruna. Analysis of magnetohydrodynamic instabilities in TJ-II plasmas. *Fusion Science and Technology*, 51:20, 2007.

- [55] G. Gantenbein, H. Zohm, G. Giruzzi, S. Günter, F. Leuterer, M. Maraschek, J. Meskat, Q. Yu, ASDEX Upgrade Team, and ECRH-Group (AUG). Complete suppression of neo-classical tearing modes with current drive at the electron-cyclotron-resonance frequency in asdex upgrade tokamak. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1242–1245, Aug 2000.
- [56] T. Estrada, T. Happel, and E. Blanco. A new approach to detect coherent modes using microwave reflectometry. *Nuclear Fusion*, 52(8):082002, 2012.
- [57] Y. Nagayama, G. Taylor, E. D. Fredrickson, R. V. Budny, A. C. Janos, D. K. Mansfield, K. M. McGuire, and M. Yamada. Tomography of (2, 1) and (3, 2) magnetic island structures on tokamak fusion test reactor. *Physics of Plasmas*, 3(7):2631–2640, 1996.
- [58] J J Martinell, D L-Bruna, and M A Ochando. Dynamics of magnetic islands and confinement transitions in tj-ii. *Journal of Physics: Conference Series*, 591(1):012012, 2015.
- [59] Han Xiang, Ling Bili, Gao Xiang, Liu Yong, Ti Ang, Li Erzhang, Xu Liqing, and Wang Yumin. Measurement of magnetic island width by multi-channel ece radiometer on ht-7 tokamak. *Plasma Science and Technology*, 15(3):217, 2013.
- [60] A.C.C. Sips. *Reflectometry and transport in thermonuclear plasmas in the Joint European Torus*. PhD thesis, Eindhoven : Technische Universiteit Eindhoven, 1991.
- [61] J. Sánchez, T. Estrada, and H. J. Hartfuss. Broadband heterodyne reflectometry: Application to the W7-AS stellarator. Abingdon, United Kingdom, 1992. 1st International Reflectometry Workshop.
- [62] G.R. Hanson, J.H. Harris, J.B. Wilgen, C.E. Thomas, S.C. Aceto, L.R. Baylor, J.D. Bell, B. Branas, J.L. Dunlap, A.C. England, C. Hidalgo, M. Murakami, D.A. Rasmussen, J. Sanchez Sanz, J.G. Schwelberger, T. Uekan, and J.J. Zielinski. Density fluctuation measurements in atf using correlation reflectometry. *Nuclear Fusion*, 32(9):1593, 1992.
- [63] E. Mazzucato and R. Nazikian. Radial scale length of turbulent fluctuations in the main core of tftr plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 71:1840–1843, Sep 1993.
- [64] R. Nazikian and E. Mazzucato. Reflectometer measurements of density fluctuations in tokamak plasmas (invited). *Review of Scientific Instruments*, 66(1):392–398, 1995.
- [65] E. Mazzucato, S. H. Batha, M. Beer, M. Bell, R. E. Bell, R. V. Budny, C. Bush, T. S. Hahm, G. W. Hammett, F. M. Levinton, R. Nazikian, H. Park, G. Rewoldt, G. L. Schmidt, E. J. Synakowski, W. M. Tang, G. Taylor, and M. C. Zarnstorff. Turbulent fluctuations in tftr configurations with reversed magnetic shear. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3145–3148, Oct 1996.
- [66] M Hirsch, E Holzhauer, J Baldzuhn, B Kurzan, and B Scott. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 43(12):1641, 2001.
- [67] G D Conway, J Schirmer, S Klenge, W Suttrop, E Holzhauer, and the ASDEX Upgrade Team. Plasma rotation profile measurements using doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 46(6):951, 2004.

- [68] E Holzhauer and J H Massig. An analysis of optical mixing in plasma scattering experiments. *Plasma Physics*, 20(9):867, 1978.
- [69] I.S. Bondarenko, A.A. Chmuga, N.B. Dreval, S.M. Khrebtov, A.D. Komarov, A.S. Kozachok, L.I. Krupnik, P. Coelho, M. Cunha, B. Gonçalves, A. Malaquias, I.S. Nedzelsky, C.A.F. Varandas, C. Hidalgo, I. García-Cortés, and A.V. Melnikov. Installation of an advanced heavy ion beam diagnostic on the tj-ii stellarator. *Rev. Sci. Instrum.*, 72(1):583, 2001.
- [70] T. Happel, T. Estrada, E. Blanco, V. Tribaldos, A. Cappa, and A. Bustos. Doppler reflectometer system in the stellarator tj-ii. *Rev. Sci. Instrum.*, 80:073502, 2009.
- [71] F. Fernandez. Estudios de correlacion radial mediante reflectometria doppler en el stellarator tj-ii. Master's thesis, Universidad Carlos III, 2013.
- [72] M Hirsch and E Holzhauer. Doppler reflectometry with optimized temporal resolution for the measurement of turbulence and its propagation velocity. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 46(4):593, 2004.
- [73] Y Lin, R Nazikian, J H Irby, and E S Marmor. Plasma curvature effects on microwave reflectometry fluctuation measurements. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 43(1):L1, 2001.
- [74] J Teniente, C. del Rio, D Goni, and R Gonzalo. Horn antenna combining horizontal and vertical ridges, 2003.
- [75] J. Teniente, R. Gonzalo, and C. del Rio. Innovative high-gain corrugated horn antenna combining horizontal and vertical corrugations. *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, 5:380–383, 2006.
- [76] L. Cupido, J. Sánchez, and T. Estrada. Frequency hopping millimeter wave reflectometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 75:3865, 2004.
- [77] E.Z. Gusakov. Theory of radial correlation doppler reflectometry. In *Perico*. 10th International Reflectometry Workshop, 2011.
- [78] E Z Gusakov and B O Yakovlev. Two-dimensional linear theory of radial correlation reflectometry diagnostics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44(12):2525, 2002.
- [79] J Schirmer, G D Conway, E Holzhauer, W Suttrop, H Zohm, and the ASDEX Upgrade Team. Radial correlation length measurements on asdex upgrade using correlation doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49(7):1019, 2007.
- [80] E Z Gusakov and A Yu Popov. Non-linear theory of fluctuation reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 44(11):2327, 2002.
- [81] E.Z. Gusakov and A. Popov. Theoretical analysis of radial doppler reflectometry. In *Perico*, 2011.
- [82] E Blanco and T Estrada. Two-dimensional full-wave simulations of radial correlation doppler reflectometry in linear and non-linear regimes. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 55(12):125006, 2013.

- [83] F. Fernández-Marina, T. Estrada, and E. Blanco. Turbulence radial correlation length measurements using doppler reflectometry in tj-ii. *Nuclear Fusion*, 54(7):072001, 2014.
- [84] E Blanco, S Heuraux, T Estrada, J Sanchez, and L Cupido. Two-dimensional full-wave code for reflectometry simulations in tj-ii. *Rev. Sci. Instrum.*, 75:3822, 2004.
- [85] M. A. Tereshchenko, K. A. Sarksian, G. M. Batanov, R. Sakharov, A.S. Mart F. Castej Fernez, and A. Cappa. Development and use of 3d ray/beam tracing code for plasma heating by ebw in the tj-ii stellarator. In *ECA*, volume 27A, page 1.18, St. Petersburg, July 2003. EPS.
- [86] B.Ph. van Milligen, M.A. Pedrosa, C. Hidalgo, B.A. Carreras, T. Estrada, J.A. Alonso, J.L. de Pablos, A. Melnikov, L. Krupnik, L.G. Eliseev, and S.V. Perfilov. The dynamics of the formation of the edge particle transport barrier at tj-ii. *Nuclear Fusion*, 51(11):113002, 2011.
- [87] J. Herranz, I. Pastor, F. Castejón, E. de la Luna, I. García-Cortés, C. J. Barth, E. Ascasíbar, J. Sánchez, and V. Tribaldos. Profile structures of tj-ii stellarator plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 85:4715–4718, Nov 2000.
- [88] T. Estrada, J. Sánchez, B. van Milligen, L. Cupido, A. Silva, M.E. Manso, and V. Zhuravlev. Density profile measurements by am reflectometry in tj-ii. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 43:1535, 2001.
- [89] L. García, B.A. Carreras, V.E. Lynch, M.A. Pedrosa, and C. Hidalgo. Sheared flow amplification by vacuum magnetic islands in stellarator plasmas. *Phys. Plasmas*, 8:4111, 2001.
- [90] L. Garcia, H.R. Hicks, B.A. Carreras, L.A. Charlton, and J.A. Holmes. 3d nonlinear mhd calculations using implicit and explicit time integration schemes. *Journal of Computational Physics*, 65(2):253 – 272, 1986.
- [91] L.A Charlton, J.A Holmes, H.R Hicks, V.E Lynch, and B.A Carreras. Numerical calculations using the full mhd equations in toroidal geometry. *Journal of Computational Physics*, 63(1):107 – 129, 1986.
- [92] E Blanco, T Estrada, and J Sánchez. Doppler reflectometry studies using a two-dimensional full-wave code. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48(5):699, 2006.
- [93] Emilio Blanco. *Desarrollo de un co de onda completa en dos dimensiones y su aplicaci estudio de la reflectometre microondas como tica de diagnosis en plasmas de fusi*. PhD thesis, Unkversidad Complutense de Madrid, 2006.
- [94] M.A. Tereshchenko, F. Castejón, and A. Cappa. TRUBA user manual. Technical Report 1134, CIEMAT, 2008.
- [95] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 2nd edition, 2000.
- [96] Kane S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwells equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, pages 302–307, 1966.

Publicaciones

Como Primer Autor

[1] F. Fernández-Marina, T. Estrada, E. Blanco and L. García. Radial Correlation Length across magnetic islands: simulations and experiments. *Physics of Plasmas* 24 (2017) 072513

[2] F. Fernández-Marina, T. Estrada and E. Blanco. Turbulence radial correlation length measurements using Doppler reflectometry in TJ-II. *Nuclear Fusion* 54 (2014) 072001

Como Coautor

[3] F. Castejón,....., F. Fernández-Marina. 3D effects on transport and plasma control in the TJ-II stellarator. *Nuclear Fusion* at press (2017)

[4] J. Sánchez,....., F. Fernández-Marina. Transport, stability and plasma control studies in the TJ-II stellarator. *Nuclear Fusion* 55 (2015) 104014

[5] J. Sánchez,....., F. Fernández-Marina. Dynamics of flows and confinement in the TJ-II stellarator. *Nuclear Fusion* 53 (2013) 104016

Presentaciones en Congresos

[2015] F. Fernández-Marina, T. Estrada, E. Blanco and L. García
Título: Radial Correlation Length Studies by Doppler Reflectometry in TJ-II Stellarator: Experiments and Simulations
20th *International Stellarator Heliotron Workshop Meeting, Greifswald (Germany)*

[2015] F. Fernández-Marina, T. Estrada, E. Blanco and L. García
Título: Radial Correlation Length Studies by Doppler Reflectometry in TJ-II Stellarator: Experiments and Simulations
25th *Biennial Meeting of the Spanish Royal Society of Physics, Gijón (Spain)*

[2014] F. Fernández-Marina, T. Estrada, E. Blanco and L. García
Título: Estudios de la Longitud de Correlación Radial Mediante Reflectometría Doppler en el Stellarator TJ-II: Experimentos y Simulaciones
Young Researchers Congress CIEMAT, Madrid (Spain)

[2013] F. Fernández-Marina, T. Estrada and E. Blanco

Título: Turbulence Radial Correlation length using Doppler reflectometry in TJ-II
11th International Reflectometry Workshop, Paris (France)

[2012] F. Fernández-Marina, T. Estrada and E. Blanco

Título: Turbulence Radial Correlation length using Doppler reflectometry in TJ-II
Ph.D Event, Pont-à-Mousson (France)

Trabajos Académicos

[2013] Tesis de Master del Programa de Plasmas y Fusión Nuclear

Título: Estudios de correlación radial mediante reflectometría Doppler en el stellarator TJ-II

Autor: Francisco Fernández Vázquez del Mercado

Directores: Dra. Teresa Estrada y Dr. Emilio Blanco

Nota: Los capítulos 4 y 5 de esta tesis doctoral están basados en este trabajo académico

Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible gracias al apoyo de muchas personas que de una manera u otra han contribuido al desarrollo de la misma. A todos ellos quiero expresarles mi más sincero agradecimiento.

En primer lugar me gustaría agradecer a mis directores; la Dra. Teresa Estrada y el Dr. Emilio Blanco el apoyo científico que me han brindado durante el desarrollo de esta tesis, sin el cual nada de esto hubiera sido posible.

Agradecer también a todo el Laboratorio Nacional de Fusión del CIEMAT la ayuda que me ha prestado, en particular Alfonso Ros y el Dr. Alvaro Cappa.

En segundo lugar quisiera agradecer al equipo de física de plasmas de la Universidad Carlos III su apoyo, en particular al Dr. Luis García que ha contribuido en una parte de este trabajo. También al Dr. Raúl Sánchez que siempre me ha escuchado y me ha sabido aconsejar y al Dr. José Ramón Martín cuya ayuda en temas de gestión académica ha sido impagable.

Me gustaría dar las gracias a mis antiguos profesores y ahora compañeros de la Universidad Pontificia Comillas (ICAI) quienes me han alentado en los últimos momentos de esta tesis. Al Dr. Jesús Jiménez por creer en mí, a Mariano Jimenez por darme la primera oportunidad, al Dr. Jose Ignacio Linares su confianza, a la Dra. Yolanda Moratilla por contar siempre conmigo y al Dr. José María Maidagan por todo lo que me enseñó en su último año en la escuela. A todos los que conforman la Universidad Pontificia Comillas y crean uno de los ambientes más estimulantes y atractivos de trabajo que he conocido.

Y, por supuesto, el agradecimiento más profundo y sentido va para mi familia. Sin su apoyo, colaboración e inspiración habría sido imposible llevar a cabo esta tesis. A mi madre Conchita, por su ejemplo de coraje y bondad; a mi hermano Marino por enseñarme el camino y sobretodo a Marta por iluminarlo...por ellos y para ellos!

Por último quiero dedicar este trabajo a la memoria de aquellos para los que cualquier elogio es insuficiente: A mi tío Pedro, a Txutxi y a Don Benigno